Nastanak i prostiranje udarnih valova u Sunčevoj koroni

Lulić, Slaven

Doctoral thesis / Disertacija

2017

Degree Grantor / Ustanova koja je dodijelila akademski / stručni stupanj: **University of Zagreb, Faculty of Science / Sveučilište u Zagrebu, Prirodoslovno-matematički fakultet**

Permanent link / Trajna poveznica: https://urn.nsk.hr/urn:nbn:hr:217:982014

Rights / Prava: In copyright / Zaštićeno autorskim pravom.

Download date / Datum preuzimanja: **2024-03-29**



Repository / Repozitorij:

Repository of the Faculty of Science - University of Zagreb







Sveučilište u Zagrebu

PRIRODOSLOVNO-MATEMATIČKI FAKULTET
FIZIČKI ODSJEK

Slaven Lulić

Nastanak i prostiranje udarnih valova u Sunčevoj koroni

DOKTORSKI RAD

Zagreb, 2017.



University of Zagreb

FACULTY OF SCIENCE
PHYSICS DEPARTMENT

Slaven Lulić

Formation and propagation of shock waves in the Solar corona

DOCTORAL THESIS

Zagreb, 2017.



Sveučilište u Zagrebu

PRIRODOSLOVNO-MATEMATIČKI FAKULTET
FIZIČKI ODSJEK

Slaven Lulić

Nastanak i prostiranje udarnih valova u Sunčevoj koroni

DOKTORSKI RAD

Mentor: dr. sc. Bojan Vršnak

Zagreb, 2017.



University of Zagreb

FACULTY OF SCIENCE
PHYSICS DEPARTMENT

Slaven Lulić

Formation and propagation of shock waves in the Solar corona

DOCTORAL THESIS

Supervisor: dr. sc. Bojan Vršnak

Zagreb, 2017.

Zahvale

Izrada ove disertacije ne bi bila moguća bez potpore osoba iz mojeg privatnog i profesionalnog okruženja, od kojih na prvom mjestu zahvaljujem svom mentoru i prijatelju - Bojan hvala na znanju koje si mi dao, a nadasve na strpljenju koje si imao i imaš za mene.

Posebno bih se želio zahvaliti dr. sc. Tomislavu Žicu. Tomo, tvoja pomoć je bila presudna - hvala Ti.

Zahvalio bih se i svim djelatnicim Opservatorija Hvar Geodetskog fakulteta na susretljivosti tijekom izrade disertacije. Također se zahvaljujem svojoj matičnoj ustanovi Veleučilište u Karlovcu.

Na kraju, želim se zahvaliti mojem Leptiru bez čije ljubavi i podrške ničeg ovog ne bi bilo - volim te.

Informacije o mentoru

Bojan Vršnak, rođen 1957. g., zaposlen je na Opservatoriju Hvar Geodetskog fakulteta Sveučilišta u Zagrebu od 1981. g. Diplomirao je teorijsku fiziku na Priridoslovno-matematičkom fakultetu u Zagrebu 1980.g., magistrirao u području atomske i molekularne fizike 1983. g., te doktorirao u području astrofizike (fizika Sunca) 1987.g. Godine 2000. izabran je u zvanje znanstveni savjetnik (trajno zvanje). Osnovno područje njegova znanstvenog istraživanja je Sunčeva aktivnost, a posebice eruptivni procesi u Sunčevoj atmosferi, njihovo djelovanje na heliosferu i utjecaj na Zemljinu magnetosferu. Objavio je 248 znanstvenih radova s međunarodnom recenzijom od kojih 163 u međunarodnim časopisima indeksiranim u „Current Contents“. Prema bibliografskoj bazi podataka NASA/ADS, citiran je 5975 puta. Objavio je sveučilišni udžbenik „Temelji fizike plazme“, tri vježbenice/udžbenika iz astronomije za osnovne i srednje škole, četrnaeat poglavlja u raznim knjigama, te veći broj znanstveno-popularnih članaka. Bojan Vršnak održava, ili je održavao, nastavu iz više kolegija na dodiplomskom i poslijediplomskom studiju fizike na Priridoslovno-matematičkom fakultetu u Zagrebu, te je u dva navrata bio gostujući profesor na Karl-Franzens Universitaet Graz. Mentorirao je veći broj studenata u izradi diplomskih, magistarskih i doktorskih radnji. Do sada je bio recenzent više od pedest znanstvenih članaka u raznim međunarodnim CC-časopisima, te recenzent većeg broja inozemnih znanstvenih projekata. Član je uredništva CC/SCI znanstvenog časopisa „Solar Physics“ (Kluwer), SCI znanstvenog časopisa „The Scientific World Journal“ (Hindawi), znanstvenog časopisa „Central European Astrophysical Bulletin“, te znanstveno-popularnih časopisa „Čovjek i svemir“ i „Bolid“. Član je udruga International Astronomical Union, European Astronomical Society, Hrvatsko Astronom- sko Društvo, Hrvatsko Fizikalno Društvo.

Sažetak

Problematika stvaranja i razvoja globalnih koroninih valova uzrokovanih koroninim erupcijama je problematika koja se zadnjih godina vrlo intenzivno istražuje. Ovaj rad predstavlja doprinos istraživanju u tom području. Simuliran je nastank magnetosoničnih valova potaknutih širenjem cilindričnog klipa. Za kvantitativnu analizu općenitih svojstava stvaranja vala, koja ne ovise o specifičnim svojstavima okruženja upotrijebljene su osnovne početne konfiguracije. Uočeno je da već i te najjednostavnije početne konfigurcije prouzrokuju klipno-valnu morfologiju i kinematiku koji zadovoljavajuće predstavljaju promatrana svojstva koroninih valova. U početnoj fazi val i ekspandirajući izvor ne mogu se jasno razgraničiti, tj., potrebno je izvjesno vrijeme prije nego što se val odvoji od "klipa". Nakon toga, val nastavlja gibanje kao tzv. "jednostavni val". U početnom stadiju, koja odgovara fazi ubrzanja klipa, amplituda vala raste, valna fronta se ustrmljuje, a fazna brzina vala raste. U određenom trenutku ustrmljivanje vala rezultira pojavom diskontinuiteta u valnoj fronti, tj., valna fronta postaje udarni val. Vrijeme/udaljenost nastanka udarnog vala je kraće u slučaju impulzivnijih širenja područja izvora. Nakon zaustavljanja klipa, započinje smanjivanje amplitude i brzine vala. Za vrijeme širenja, najveći dio područja izvora postaje izuzetno razrijeđen, što prouzrokuje zatamnjenje korone koje nastaje nakon erupcije. Nasuprot tome, gustoća se na rubu područja izvora povećava, te uvećana ostaje čak i kada širenje prestane, što je mogući uzrok stacionarnih lokaliziranih povećanja sjaja ponekad uočenih na rubovima eruptiranih koroninih struktura. Nadalje, u pozadini vala dolazi do smanjenja gustoće, što je ponekad moguće uočiti kao prolazno putujuće koronino zatamnjenje. Uočena je veoma dobra povezanost između impulzivnosti širenja područja izvora i amplitude vala kao i fazne brzine vala. Rezultati dobiveni za cilindrični klip su također uspoređeni sa onima dobivenim u slučaju jednodimenzionalnog klipa i njemu pridruženog ravninskog vala, radi dobivanja boljeg uvida u utjecaj različitih geometrija na evoluciju vala.

Detaljno su analizirane numeričkie simulacije radi dobivanja uvida u prirodu različitih pojava koji se događaju u Sunčevoj atmosferi kao posljedica erupcija nestabilnih koroninih struktura. Iako simulacije uzimaju u obzir samo osnovna svojstva erupcija magnetskog užeta, analiza simulacija otkriva važene informacije o različitim pojavama povezanih s erupcijom. Dobiven je kvanitativni odnos između dinamike erupcije i evolucije koroninog

magnetohidrodinamičkog vala velike amplitude te povezanih kromosferskih poremećaja koje se šire u niže slojeve atmosfere. Pokazano je da širenje kromosferskog Moretonovog valnog poremećaja može biti aproksimirano tzv. "switch-on" udarnim valom konstantne amplitude koji se giba duž magnetskog polja, prema dubljim slojevima kromosfere. Prikazana analiza otkriva prirodu sekundarnih pojava koji se opažaju kao uzlazna gibanja u koroni, sekundarni udarni valovi, valne kompozicije, sekundarni spori poremećaji velike amplitude itd. Također je pokazano da erupcije mogu uzrokovati opaziv Moretonov val i sekundarni spori koronin val samo ako su dovoljno impulzivne i karakterizirane jakim bočnim širenjem. U slabijim erupcijama mogu se opaziti samo primarni valovi u koroni. U jakim erupcijama primarni val se giba s Alfvén-Machovim brojem znatno većim od 1 i ustrmljuje se u udarni val zbog nelinearnog širenja valne fronte. Nakon faze vođene erupcijom, smetnja evoluira u slobodno šireći jednostavni val karakteriziran značajnim usporavanjem, smanjenjem amplitude i širenjem valnog profila. U slabijim događajima koronin val ne prelazi u udarni val i širi se brzinom bliskoj magnetosoničnoj brzini okolne plazme.

Ključne riječi: Sunce – korona – koronini izbačaji mase – magnetohidrodinamika (MHD) – klip – magnetohidrodinamički udarni valovi –EUV valovi – Moretonovi valovi

Abstract

Magnetosonic wave formation driven by an expanding cylindrical piston is numerically simulated to obtain better physical insight into the initiation and evolution of large-scale coronal waves caused by coronal eruptions. Several very basic initial configurations are employed to analyze intrinsic characteristics of MHD wave formation that do not depend on specific properties of the environment. It turns out that these simple initial configurations result in piston/wave morphologies and kinematics that reproduce common characteristics of coronal waves. In the initial stage, the wave and the expanding source region cannot be clearly resolved; i.e. a certain time is needed before the wave detaches from the piston. Thereafter, it continues to travel as what is called a "simple wave." During the acceleration stage of the source region inflation, the wave is driven by the piston expansion, so its amplitude and phase-speed increase, whereas the wavefront profile steepens. At a given point, a discontinuity forms in the wavefront profile; i.e. the leading edge of the wave becomes shocked. The time/distance required for the shock formation is shorter for a more impulsive source-region expansion. After the piston stops, the wave amplitude and phase speed start to decrease. During the expansion, most of the source region becomes strongly rarefied, which reproduces the coronal dimming left behind the eruption. However, the density increases at the source-region boundary, and stays enhanced even after the expansion stops, which might explain stationary brightenings that are sometimes observed at the edges of the erupted coronal structure. Also, in the rear of the wave a weak density depletion develops, trailing the wave, which is sometimes observed as weak transient coronal dimming. Finally, we find a well-defined relationship between the impulsiveness of the source-region expansion and the wave amplitude and phase speed. The results for the cylindrical piston are also compared with the outcome for a planar wave that is formed by a one-dimensional piston, to find out how different geometries affect the evolution of the wave.

An in-depth analysis of numerical simulations is performed to obtain a better insight into the nature of various phenomena occurring in the solar atmosphere as a consequence of the eruption of unstable coronal structures. Although the simulations take into account only the most basic characteristics of a flux-rope eruption, the simulation analysis reveals important information on various eruption-related effects. It quantifies the relation

between the eruption dynamics and the evolution of the large-amplitude coronal magnetohydrodynamic wave and the associated chromospheric downward-propagating perturbation. We show that the downward propagation of the chromospheric Moreton-wave disturbance can be approximated by a constant-amplitude switch-on shock that moves through a medium of rapidly decreasing Alfvén velocity. The presented analysis reveals the nature of secondary effects that are observed as coronal upflows, secondary shocks, various forms of wave-trains, delayed large-amplitude slow disturbances, transient coronal depletions, etc. We also show that the eruption can cause an observable Moreton wave and a secondary coronal front only if it is powerful enough and is preferably characterized by significant lateral expansion. In weaker eruptions, only the coronal and transition-region signatures of primary waves are expected to be observed. In powerful events, the primary wave moves at an Alfvén Mach number significantly larger than 1 and steepens into a shock due to the nonlinear evolution of the wavefront. After the eruption-driven phase, the perturbation evolves as a freely propagating simple wave, characterized by a significant deceleration, amplitude decrease, and wave-profile broadening. In weak events the coronal wave does not develop into a shock and propagates at a speed close to the ambient magnetosonic speed.

Key words: Sun – corona – coronal mass ejections – magnetohydrodynamics (MHD) - piston – magnetohydrodynamics shock waves – EUV waves – Moreton waves –

Sadržaj

1. Uvod **1**

1.1. Unutrašnja struktura Sunca . . . 2

1.1.1. Sunčeva jezgra . . . 2

1.1.2. Zona zračenja . . . 3

1.1.3. Konvektivna zona . . . 3

1.2. Sunčeva atmosfera . . . 3

1.2.1. Fotosfera . . . 3

1.2.2. Kromosfera . . . 4

1.2.3. Prijelazno područje . . . 4

1.2.4. Korona . . . 4

1.3. Eruptivni procesi i globalni poremećaji Sunčeve atmosfere . . . 5

1.4. Motivacija i cilj istraživanja . . . 7

2. Definicija plazme i magnetohidrodinamički valovi u plazmenim sustavima **9**

2.1. Magnetohidrodinamički udarni valovi . . . 9

2.2. Udarni valovi u Sunčevoj koroni . . . 15

3. Numeričko rješavanje sustava magnetohidrodinamičih jednadžbi **21**

3.1. Skup rješenih jednadžbi, normalizacija, rubni uvjeti . . . 21

3.2. Vremenska i prostorna diskretizacija . . . 22

3.2.1. Vremenska diskretizacija . . . 23

3.2.2. Prostorna diskretizacija . . . 23

4. Općeniti model u ravninskoj i cilindričnoj geometriji **25**

4.1. Postavke modela . . . 25

4.2. Nastanak i širenje ravninskih udarnih valova . . . 26

4.3. Nastanak i širenje cilindričnih udarnih valova . . . 31

4.3.1. Nastanak vala . . . 31

4.3.2. Valna kinematika . . . 34

4.3.3. Impulzivnost širenja izvorišta . . . 34

4.3.4. Početna konfiguracija . . . 36

4.4. Diskusija i zaključak o modelu ravninske i cilindrične geometrije 39

5. Udarni valovi uzrokovani erupcijom koronine arkade 42

5.1. Model erupcije "usidrenog" magnetskog užeta 44

5.2. Rezultati modela 48

5.2.1. Morfologija 48

5.2.2. Kvantitativna analiza 52

5.2.2.1. Primarni poremećaj; horizontalni širenje 52

5.2.2.2. Primarni poremećaj-djelovanje na kromosferu 60

5.2.2.3. Sekundarni poremećaji 65

6. Diskusija i zaključak 68

A. Dodatak 72

A.1. Jednadžbe magnetohidrodinamike 72

A.2. Udarni valovi 74

A.2.1. Hidrodinamički udarni val 76

A.2.2. Okomiti magnetohidrodinamički udarni val 77

A.2.3. Spori udarni val, brzi udarni val, "*switch-off*" i "*switch-on*" udarni val 79

A.3. Rankine-Hugoniot relacija 84

Popis slika

1.1. Crtež Mliječne staze, pogled odozgo. Sunce je jedna od 100 milijardi zvijezda u tipičnoj spiralnoj galaksiji koja je promjera oko 90 000 svjetlosnih godina. Preuzeto sa www.anzwers.org 2
1.2. Prikaz strukture Sunca: 1. Sunčeva jezgra 2. Zona radijacije 3. Zona konvekcije 4. Fotosfera 5. Kromosfera 6. Korona 7. Sunčeve pjege 8. Granule 9. Prominencije. Preuzeto sa https://hr.wikipedia.org/wiki/Sunce# 5

2.1. Nastanak udarnog vala u jednodimenzionalnom slučaju. Fazna brzina vala $w(t)$ povezana je s brzinom toka plazme $u(t)$. a) nelinearno ustrmljavanje valne fronte b) pojavljivanje diskontinuiteta D u točki x^*, c) nastavak gibanja udarnog vala [Žic i dr., 115] 12
2.2. Magnetohidrodinamički udarni val koji se giba okomito na magnetsko polje. [Vršnak, 88] 12
2.3. Promjena magnetskog polja pri naletu udarnog vala ($1 \rightarrow 2$) u sustavu u kojem granica diskontinuiteta miruje. a) spori udarni val, b) Alfvénov ili intermedijarni udarni val, c) brzi udarni val [Žic i dr., 115] 14
2.4. Klipni mehanizam[Žic i dr., 115] 17
2.5. Čeoni udarni val[Žic i dr., 115] 19

3.1. Virtualne i "kompjuterske" ćelije. Preuzeto https://perswww.kuleuven.be/ 22

4.1. Nastanak i prostiranje okomitog udarnog vala u ravninskoj geometriji: prostorni profili magnetskog polja (a,b), gustoća (c,d) i brzina toka (e,f). Lijevi paneli (a, c, e): početak stvaranja vala (povećanje amplitude vala); desni paneli (b, d, f): faza nastanka udarnog vala (ustrmljavnje valne fronte). Početno magnetsko polje u središtu područja izvora je $B_0 = 2$. Vremena su prikazana unutar zadnja dva panela. Sve prikazane veličine su normalizirane: udaljenost x je izražena u jedinicama duljine numeričke domene $L = 1$, brzina v_x je normalizirana na Alfvénovu brzinu v_A i vrijeme je t je izraženo u jednicama Alfvénovog vremena preko duljine numeričke domene $t_A = \frac{L}{v_A}$. [Lulić i dr., 42] 28

4.2. Kinematika različitih valnih obilježja i granice područja izvora (tanka puna linija je valna fronta vodećeg ruba; debela puna linija je krijesta vala; linija predstavljena sa točka-crtica označava područje smanjene gustoće; točkasta linija je granica područja izvora): a) udaljenost/vrijeme b) brzina/vrijeme [Lulić i dr., 42] 29
4.3. Odnos između valne brzina w i brzine plazme v za ravninski val. Numerički rezultati (crveni kvadrati) su uspoređeni s analitičkim odnosom $w = 1 + \frac{3v}{2}$ (plava linija) dobiveni od [Vršnak i Lulić, 94].[Lulić i dr., 42] 30
4.4. Nastanak i prostiranje okomitog udarnog vala u cilindričnoj geometriji za početni profil magnetskog polja dan sa 4.1, s $B_0 = 2$: prostorni profili magnetskog polja (a, b), gustoća (c, d) i brzina toka (e, f). Lijevi paneli (a, c, e) prikazuju početak stvaranja vala (povećanje amplitude vala); desni paneli (b, d, f) prikazuju fazu nastanka udarnog vala (ustrmljavnje profila valne fronte). Vremena su prikazana unutar zadnja dva panela. Sve prikazane veličine su normalizirane: udaljenost r je izražena u jedinicama duljine numeričke domene $L = 1$, brzina v_r je normalizirana na Alfvénovu brzinu v_A i vrijeme je t je izraženo preko Alfvénovog vremena $t_A = \frac{L}{v_A}$. [Lulić i dr., 42] 32
4.5. Kinematika vala i granice područja izvora izvedena iz profila gustoće prikazanog na slici 4.4: a) udaljenost/vrijeme, b) brzina/vrijeme. Tanka puna linija je valna fronta vodećeg ruba; debela puna linija označava krijestu vala, iscrtkana linija je fronta smanjenja gustoće mjerena za $\rho = 1$; linija točka-crtica označava minimum u profilu gustoće; točkasta linija označava granicu područja izvora. Sve prikazane veličine su normalizirane: radijala udaljenost r izražena je u jedinici duljine numeričke domene $L = 1$, brzine v i w su normalizirane na Alfvénovu brzinu v_A i vrijeme t je izraženo preko Alfvénovog vremena $t_A = \frac{L}{v_A}$. [Lulić i dr., 42] 33
4.6. Evolucija: a) amplitude brzine plazme u ovisnosti o faznoj brzini krijeste vala; b) amplitude gustoće/fazna brina krijeste vala. Puna plava i crtkana crvena linija pokazuju rezultate za početne konfiguracije definirane sa 4.1 i 4.2 s $B_0 = 2$. Strelice označavaju vremenski slijed. Brzine v i w su nomalizirane na Alfvénovu brzinu v_A. [Lulić i dr., 42] 35

4.7. a) Maksimalna fazna brzina valne fronte (puna linija i rombovi) i brzina klipa (točkasta linija i križ) za pet vrijednosti B_0. b) Fazna brzina krijeste vala (kvadrat, trokut, križ, zvijezdce i kružnice; vrijednosti B_0 su dane u legendi). Vrijednosti su prikazane kao funkcija odgovarajuće brzine plazme. Puna linija predstavlja najveću brzinu vala kao funkciju maksimalne brzine klipa za istih pet vrijednosti B_0. Brzine v i w su nomalizirane na Alfvénovu brzinu v_A. [Lulić i dr., 42] 37
4.8. Nastanak i prostiranje okomitog udarnog vala u cilindričnoj geometriji za početni profil magnetskog polja definiran jednadžbom 4.2 s $B_0 = 2$: prostorni profili magnetskog polja (a, b), gustoće (c, d) i brzina toka (e, f). Lijevi paneli (a, c, e) prikazuju početak stvaranja vala (povećanje amplitude vala); desni paneli (b, d, f) prikazuju fazu nastanka udarnog vala (ustrmljavnje profila valne fronte). Normalizirana vremena su prikazana unutar zadnja dva panela. [Lulić i dr., 42] 38

5.1. Počtna konfiguracija ($t = 0$): a) pozadinski vertikalni profil gustoće i b) radijalni profil magnetskog polja magnetskog užeta (puna linija prikazujeB_z; točkasta prikazuje B_ϕ. Umetak na panelu a) uspoređuje primjenjeni profil gustoće (prikazan punom linijom) s modelom gustoće koji su napravili [Vernazza i dr., 84] (prikazan crtkanom linijom). [Vršnak i dr., 96] 45
5.2. Evolucija koroninog poremećaja vođena različitim vrstama erupcije: a) i b) prikazuje erupciju gdje dominira vertikalno gibanje (slaba ekspanizija magnetskog užeta); c) i d) prikazuje erupciju gdje dominira prekomjerno širenje. Ramatrane su dvije konfiguracije koroninog pozadinskog magnetskog polja: a) i c) predstavljaju arkadnu konfiguraciju ($B_{ye} = 0$); b) i d) prikazuju konfiguraciju koronine strujnice ($B_{ye} = 1$). Bijele linije predstavljaju silnice magnetskog polja; gustoća je označena bojom (logaritamska skala; $\rho = e^\alpha$, α je napisan na prikazanoj skali boja). [Vršnak i dr., 96] 47
5.3. Uvećani prikaz područja $0 < x < 0.5, 0 < y < 0.3$ u kojima je detaljnije prikazana evolucija vala u arkadnoj konfiguraciji (lijevo) i konfiguraciji koronine strujnice (desno) u niskoj koroni, prijelaznom području i kromosferi. Vremena su dana na slikama. Bijele strelice označavaju pojavu odjeka. [Vršnak i dr., 96] 50

5.4. Uvećanje područja $0 < x < 0.5, 0 < y < 0.15$ u $t = 0.1$ i 0.2 otkriva prirodu Moretonova vala. a) Gibanje prema dolje; crna crtkana linija prikazuje valnu frontu koja se giba prema dolje. b) Relaksacijski val (bijela crtkana linija). c) Skica: tanke linije predstavljaju silnice, debele linije prikazuju udarni val (crtkane linije odgovaraju situaciji prikazanoj na a), dok pune linije predstavljaju izgled silnica u približenju "*switch-on*" udarnog vala). [Vršnak i dr., 96] 51

5.5. Nastanak i horizontalno širenje koroninog udarnog vala na visini $y = 0.2$ (prikazano je samo područje $x > 0$) u konfiguraciji koronin strujnice ($B_{ye} = 1$). Lijevi paneli prikazuju nastanak vala (rastuća amplituda vala), a desni paneli pokazuju fazu širenja vala. Na najdonjim panelima prikazano je širenje Moretonovog vala i kromosferska relaksacija. Vremena su prikazana unutar panela, uz korištenje različitih vremenskih koraka na lijevim i desnim panelima. [Vršnak i dr., 96] 53

5.6. Usporedba kinematike valne fronte u x smjeru u arkadnoj konfiguraciji ($B_{ye} = 0$ točkaste linije) i konfiguraciji koronine strujnice ($B_{ye} = 1$ pune linije) mjerene na tri različite visine ($y = 0.2$, $y = 0.1$, $y = 0.08$). Sive linije predstavlju gibanje kontaktne površine u x smjeru na visini $y = 0.2$, tj. na početnoj visini središta magnetskog užeta. Panel a) prikazuje krivulju $x(t)$ vodećeg ruba valne fronte; na panelu b) prikazane su odgovarajuće fazne brzine $w(t)$ i brzine klipa $v_p(t)$; na panelu c) te su brzine prikazane kao funkcije udaljenosti $w(x)$, $v_p(x)$; tankim crnim linijama prikzana je koronina Alfvénova brzina $v_A(x)$ na visini $y = 0.2$ ($B_{ye} = 0$ točkaste linije; $B_{ye} = 1$ pune linije). [Vršnak i dr., 96] 54

5.7. Kinematike valne fronte u x smjeru u konfiguraciji koronine strujnice ($B_{ye} = 1$), mjerene na tri različite visine za $B_0 = 20$ (lijevo) i $B_0 = 10$ (desno). Vrijednost y koordinata je dana pored krivulja. Sive linije predstavljaju gibanje kontaktne površine (označeno kao "piston") na visini $y = 0.2$, tj. na početnoj visini središta magnetskog užeta. Paneli (a, b) prikazuju $x(t)$ krivulje vodećeg ruba valne fronte (crtkane linije) i valne krijeste (pune linije). Paneli (c, d) prikazuju odgovarajuće fazne brzine $w(t)$ i brzinu klipa $v_p(t)$. Paneli (e, f) prikazuju te brzine kao funkcije udaljenosti $w(x)$, $v_p(x)$; smeđa točkasta linija prikazuje koroninu Alfvénovu brzinu na visini $y = 0.2$. [Vršnak i dr., 96] 55

5.8. Razvoj poremećaja na $x = 0.3$ za $B_0 = 20$: a) y komponenta brzine plazme prikazana kao funkcija od y u nekoliko diskretnih trenutaka; b) gustoća je prikazana kao funkcija od y (na umetnutnoj slici su prikazana uvećana područja gornje kromosfere i donje korone radi određivanja širenja kromosferske smetnje i nastanka reflektiranog vala ($t > 0.08$)). [Vršnak i dr., 96] 61
5.9. Kromosferski odziv na koronin val mjeren u $x = 0.3$: paneli a) i b) pokazuju brzine vala prema dolje u ovisnosti o visini odnosno vremenu; panel c) prikazuje najveću vrijednost brzine plazme prema dolje u ovisnosti o visini; panel d) prikazuje vremensku ovisnost visinskog položaja valne krijeste. Numerički rezultati su prikazani za $B_0 = 20$ (plavi kružići) i $B_0 = 10$ (crveni plusevi). Analitički rezultati temeljeni na početnoj vrijednosti brzine plazme analogno simulaciji prikazani su punim linijama; crvenim za $X = 1.07$, a plavim za $X = 1.4$. [Vršnak i dr., 96] 62
5.10. Razvoj sekundarnih poremećaja u $y = 0.2$ u konfiguraciji koronine strujnice: a) vertikalna komponenta brzine plazme $v_y(x)$, b) horizontalna komponenta brzine toka $v_x(x)$, c) vertikalna komponenta magnetskog polja $B_y(x)$ i d) gustoća $\rho(x)$. Vremena za svaku krivulju dana su u legendi prikazanoj na panelima a) i c). Fluktuacije u pozadini eruptirajuće arkade su ograničene na područje $x < 0.12$. [Vršnak i dr., 96] 66

A.1. Gibanje Gaussovog impulsa kroz elektrovodljiv i stlačiv fluid u slučaju kad se njegova amplituda može smatrati malom (isprekidana linija) i konačnom (puna linija). [Milić B., 50] 74
A.2. Notacija za udarni val u referentnom sustavu s dvije komponente brzine: komponenta duž normale udarnog vala je ista kao fronta udarnog vala, dok je brzina duž fronte udarnog vala odabrana tako da je brzina plazme $\mathbf{v}$ paralelna magnetskom polju $\mathbf{B}$. [Priest, 65] 80
A.3. Promjena magnetskog polja kod "*switch-off*" i "*switch-on*" udarnog vala. [Priest, 65] 83
A.4. Ploha diskontinuiteta [Hržina i dr., 25] 85
A.5. Prikaz plohe diskontinuiteta; ploha se giba s lijeva na desno, a fluid teče s desna na lijevo gledano iz sustava plohe diskontinuiteta. [Hržina i dr., 25] . 85
A.6. Tlak u ovisnosti o gustoći. Kroz zadani par tačaka može prolaziti više različitih udarnih adijabata. [Hržina i dr., 25] 87

Popis tablica

5.1. Vremenski okvir i odgovarajući položaj najistaknutijih značajki [Vršnak i dr., 96] 56
5.2. Osnovna obilježja najistaknutijih karakteristika [Vršnak i dr., 96] 57

1. Uvod

Sunce je jedana od 10^{11} zvijezda koje tvore našu galaksiju. Mliječna staza ima spiralni oblik, a Sunce je u jednom od spiralnih krakova (slika 1.1) oko 10.000 parseka od središta galaksije (1 parsec = 3.08×10^{13}km). Starost Sunca je oko 4.6 milijardi godina. Sunce se sastoji od 70% vodika, 28% helija, dok preostalih 2% čine ostali elementi. U različitim dijelovima Sunca odvijaju se različiti procesi [Stix, 73], [Aschwanden, 3]. Sva energija oslobođena na Suncu dolazi od termonuklearne fuzije, tj. pretvaranja vodika u helij, koji se događa u Sunčevoj jezgri. Proces termonuklearne fuzije u kojoj se vodik pretvara u helij s emisijom energije trebao bi trajati još 5 milijardi godina. Nakon 9 milijardi godina oko 10% vodika u Sunčevoj jezgri bit će pretvoreno u helij. Doći će do prestanka proizvodnje energije termonuklearnom fuzijom u jezgri. Zbog toga će doći do poremećaja ravnoteže između ukupne sile koju stvara tlak i koja je usmjerena prema van i gravitacijske sile koja je usmjerena prema središtu Sunca. Dolazi do kolapsa jezgre Sunca pod vlastitim gravitacijskim privlačenjem. Termonuklearna fuzija se pomiče prema van, u ljusku oko jezgre, gdje je još uvijek prisutna velika količina vodika. Gravitacijska energija iz kolapsa jezgre će se pretvoriti u toplinu koja uzrokuje gorenje ljuske. Sunce će imati inertnu helijevu jezgru i ljusku u kojoj se odvija termonuklearna fuzija, postat će crveni div. Faza crvenog diva će trajati nekoliko stotina milijuna godina i u tom vremenu Sunce će izaći sa glavnog niza Hertzprung-Russellovog dijagrama. Tada počinje gorenje helija i helij u jezgri će se pretvarati u ugljik. Daljnjom evolucijom Sunce će postati bijeli patuljak [Aschwanden, 3].

Za potrebe istraživnja, Sunce se može podijeliti u dva dijela. To su unutrašnje područje Sunca koje obuhvaća jezgru, radijativnu zonu i konvektivnu zonu, te Sunčevu atmosferu u koju spadaju fotosfera, kromosfera, prijelazno područje i korona (slika 1.2).



Slika 1.1.: Crtež Mliječne staze, pogled odozgo. Sunce je jedna od 100 milijardi zvijezda u tipičnoj spiralnoj galaksiji koja je promjera oko 90 000 svjetlosnih godina. Preuzeto sa www.anzwers.org

1.1. Unutrašnja struktura Sunca

Unutrašnjost Sunca možemo podijeliti na jezgru, radijativnu zonu i konvektivnu zonu. Energija Sunca se stvara u jezgri gdje se odvija termonukleana fuzija. Prijenos energije se kroz Sunce odvija, zračenjem i miješanjem plina. U jezgri, gdje se odvijaju termonuklearne reakcije, energija se prenosi zračenjem. U radijativnoj zoni energija se još uvijek prenosi zračenjem, dok se u zoni konvekcije prijenos energije odvija putem miješanja (konvekcije). Prilikom sudara elektrona i iona kvant zračenja se emitira i apsorbira, ili se raspršuje na slobodnom elektronu. Dolazi do promjene smjera gibanja te se zračenje ne prenosi direktno iz jezgre na površinu Sunca. U konvektivnoj zoni topliji volumen plina se podiže i prenosi toplinu na okolinu. Prijenosom energije na okolinu taj volumen plina se hladi, zatim se spušta na "dno" kovektivne zone gdje se opet počinje zagrijevati energijom iz radijativne zone. U konvektivnoj zoni postoji i zračenje, ali je ono nema neki veći utjecaj na prijenos energije. Zbog ovog složenog načina prijenosa energije potrebno je oko 10^6 godina da energija dođe od jezgre do površine Sunca, što znači da do Zemlje dopire svjetlost iz Sunčeve atmosfere [Priest, 65].

1.1.1. Sunčeva jezgra

Sunčeva jezgra je središnje područje koje se prostire do oko 25% polumjera Sunca. To je područje visoke temperature, oko 15.6×10^6 K i tlaka 10^{16} Pa [Stix, 73]. Sunčeva jezgra je područje gdje se odvija termonuklearna reakcija pretvorbe vodika u helij. Ova reakcija

oslobađa energiju koja se u konačnici pokazuje kao vidljiva svjetlost. U zvijezdama poput Sunca nuklearni gorivni ciklus se odvija kroz tri faze. U prvom se koraku dva protona sudare i proizvedu deuterij uz pozitron i neutrino. U drugom koraku se proton sudari s deuterijem ta se dobije jezgra ^3He i γ zračenje. U trećem koraku se dvije jezgre ^3He sudaraju i proizvode jezgru ^4He uz emisiju dva protona. Temperatura i gustoće se smanjuju s udaljenošću od jezgre Sunca [Aschwanden, 3], [Priest, 65].

1.1.2. Zona zračenja

Radijativna zona se proteže od vanjskog ruba jezgre do početka zone konvekcije, što predstavlja od 25% do 70% Sunčeva radijusa. Zbog nedovoljno visoke temperature u zoni zračenja nije moguće ostvariti termonuklearnu fuziju, pa se toplina prenosi zračenjem prema vanjskim dijelovima Sunca. U toj zoni nema mješanja plazme, temperature se kreću od 7×10^6 do 2×10^6 K na vanjskom dijelu zone zračenja. Gustoća se mijenja od 20 g/cm^3 do 0.2 g/cm^3 na vrhu tog sloja [Aschwanden, 3], [Stix, 73].

1.1.3. Konvektivna zona

Konvektivna zona se nalazi iznad zone zračenja i prostire se od oko 70 % Sunčevog polumjera do fotosfere. Uzima se da je debljina konvektivne zone otprilike 200 000 km. Gustoća u konvektivnoj zoni je 0.2 g/cm^3, što znači da plazma nije dovoljno gusta i topla za prijenos energije zračenjem [Aschwanden, 3]. U konvektivnoj zoni se pojavljuju toplinski stupovi, kroz koji se prenosi vruća plazma od zone zračenja do fotosfere. Kad plazma dođe na vrh konvektivne zone ona se ohladi, spušta natrag i tako stvara zatvoreni krug. Temperatura u toj zoni pada s 2×10^6 K na 5778 K [Aschwanden, 3], [Stix, 73]. Na površini Sunca toplinski stupovi se manifestiraju kao granule i supergranule.

1.2. Sunčeva atmosfera

Sunčeva atmosfera se dijeli na četiri dijela, fotosferu, kromosferu, prijelazno područje i koronu. Većina vidljive svjetlosti dolazi iz fotosfere. Kromosfera i korona također emitiraju vidljivu svjetlost koja se vidi prilikom pomrčine Sunca [Aschwanden, 3], [Priest, 65].

1.2.1. Fotosfera

Sunčev disk koji je vidljiv u bijeloj svjetlosti naziva se fotosfera. Fotosfera se proteže nekoliko stotina kilometara u visinu. Temperatura fotosfere je 6600 K na dnu dok na

vrhu iznosi 4300 K. Većina vidljive svjetlosti koja se opaža je emitirana sa fotosfere. Na fotosferi se mogu promatrati brojna obilježja kao što su Sunčeve pjege, fakule, granule i supergranule [Stix, 73].

1.2.2. Kromosfera

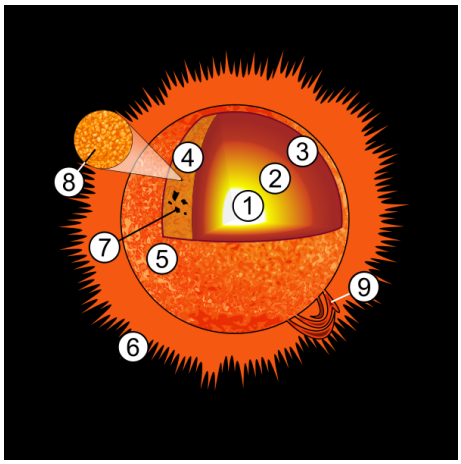
Kromosfera je sloj Sunčeve atmosfere koji se nalazi odmah iznad fotosfere. Debljina kromosfere je oko 2500 km. Gustoća plina u kromosferi naglo pada, a temperatura kromosfere raste od 4300 K do 10000 K. Ne zna se točan uzrok porasta temeperature. Disipacija zvučnih valova daje veliki dio energije koja je potrebna za zagrijavanje na toj visini. Akustično zagrijavanje vanjskih Sunčevih slojeva prvi je predložio Biermann [Biermann, 5]. Akustični valovi se ustrmljavaju u udarne valove i pohranjuju mehaničku energiju. Danas se općenito pretpostavlja da akustično grijanje ima značaj samo u niskoj kromosferi, dok je grijanje gornje kromosfere i korone povezano sa magnetskim učincima [Priest, 65], [Aschwanden, 3]. Kromosfera se slabije uočava zbog utjecaja fotosfere. Pod prirodnim okolnostima kromosfera je vidljiva samo za vrijeme potpune pomrčine kada fotosferu potpuno zatamnjuje Mjesec.

1.2.3. Prijelazno područje

Prijelazno područje je tanki i vrlo nepravilan sloj Sunčeve atmosfere koja razdvaja vruću koronu i puno hladniju kromosferu. Dok su u fotosferi, kromosferi i koroni temperatura postupno mijenja u prijelaznom području dolazi do naglog porasta temperature. Toplina prelazi iz korone u kromosferu i u prijelaznom području uzrokuje promjenu temperature od 10^5 K do 10^6 K. Iz prijelaznog područja dolazi svjetlost koje pripada ultraljubičastom dijelu sunčeva spektra koji je dostupan samo iz tog prostora [Mariska, 48].

1.2.4. Korona

Sunčeva korona je vanjski dio atmosfere i najbolje se zapaža prilikom totalne pomrčine. Sunčeva korona može se protezati i do desetak Sunčevih polumjera. Gustoća korone je veoma mala, dok je temperatura vrlo visoka od 10^6 K pa do 2×10^6 K [Priest, 65], [Aschwanden, 3]. Uzrok visoke temperature u koroni je energija koja se prenosi iz fotosfere akustičnim valovima i magnetskim poljem. Svjetlost u koroni potječe od tri izvora. Korona zrači zbog visoke temeperature i to zračenje se naziva E-koronom (emisijska korona), a uzrokuju je višestruko ionizirani atomi. U E-koroni može se opaziti i kontinuirani spektar koji nastaje zakočnim zračenjem. K-korona je druga komponenta korone. Ta komponenta je fotosferska svjetlost koja je raspršena na brzim slobodnim elektronima.



Slika 1.2.: Prikaz strukture Sunca: 1. Sunčeva jezgra 2. Zona radijacije 3. Zona konvekcije 4. Fotosfera 5. Kromosfera 6. Korona 7. Sunčeve pjege 8. Granule 9. Prominencije. Preuzeto sa https://hr.wikipedia.org/wiki/Sunce#

U tom spektru nema apsorpcijskih linija jer su one nestale zbog velikih brzina elektrona na kojima se svjetlost raspršuje. U koroni postoji i "prah" koji potječe iz međuplanetarnog prostora. Na tom "prahu" dolazi do raspršenja svjetlosti i to se naziva F-koronom [Aschwanden, 3].

1.3. Eruptivni procesi i globalni poremećaji Sunčeve atmosfere

U Sunčevoj koroni često nastaju magnetohidrodinamički udarni valovi velikih razmjera i amplituda. Pojava magnetohidrodinamičkih valova velikh razmjera i amplituda je povezana sa eksplozivnom ekspanzijom koroninih magnetskih struktura. Uzrok eksplozivnog širenja magnetskih struktura jesu koronini izbačaji i Sunčevi bljeskovi. Globalni poremećaji manifestiraju se u obliku EUV koroninih valova, kromosferskih Moretonovih valova, provala radio zračenja tipa II te gibajućih izvora mekog X-zračenja [Aschwanden, 3].

U većini slučajeva ekspanzija izvorišnog volumena može se direktno poistovijetiti s koroninim izbačajem. Postoje i slučajevi koji upućuju da je nastajanje udarnog vala potaknuto Sunčevim bljeskom. Bez obzira na uzrok, okomite magnetohidrodinamičke udarne valove pobuđuje gibanje plazme okomito na magnetsko polje. Zbog toga, u Sunčevoj koroni najvažniji oblici ekspanzije izvorišnog područja su oni koji imaju svojstva trodimenzionalnog klipa [Priest, 65]. Problem jednodimenzionalnog magnetohidrodinamičkog klipa koji stvara ravni val, može se riješiti analitičkim putem, a analogni dvodimenzionalni i trodimenzionalni problem može se rješavati analitički jedino uz primjenu znatnih aprok-

simacija, da bi na kraju ionako bilo potrebno numeričko izvrijednjavanje.

Disertacija se temelji na teorijskom i numeričkom proučavanju magnetohidrodinamičkih udarnih valova, posebice udarnih valova koji se šire koronom i kromosferom. Osnovna hipoteza je da su valovi posljedica koroninih izbačaja, te da su karakteristike valova u direktnoj vezi sa svojstvima izbačaja. Glavni cilj istraživanja je kvantificirati tu povezanost. Posebice, bit će istražene sljedeće hipoteze i problemi:

1. ovisnost amplitude vala o impulzivnosti ekspanzije izbačaja;
2. ovisnost vremena i udaljenosti nastanka udarnog vala o svojstvima ekspanzije;
3. uvjeti za nastanak sekundarnih koroninih poremećaja;
4. ovisnost amplitude i dubine prodiranja kromosferskog poremećaja o jačini koroninog udarnog vala;
5. razlike i sličnosti s rezultatima analitičkog razmatranja kromosferskog poremećaja.

Da bi postigli što bolji fizikalni uvid u problematiku stvaranja i razvoja koroninih valova velikih razmjera koji nastaju uslijed koroninih erupcija, napravljene su numeričke simulacije nastanka magnetosoničnih valova koji su potaknuti klipnim mehanizmom. Dakle, prilikom istraživanja dvodimenzionalnog i trodimenzionalnog klipnog mehanizma i modeliranja nastanka magnetosoničnog vala upotrijebljene su numeričke magnetohidrodinamičke simulacije što znači da je osnovni pristup rješavanja postavljenih problema numeričko rješavanje sustava magnetohidrodinamičkih jednadžbi. Proučavani su okomiti magnetosonični valovi u kontekstu ravninske i cilindrične geometrije, na temelju tzv. 2.5-dimenzionalne simulacije, tj. primijenila se aproksimacija u kojoj magnetsko polje ima sve tri komponente, ali su sve veličine invarijantne u z-smjeru. Nadalje, pretpostavljeno je da je tlak plina zanemariv s obzirom na magnetski tlak ($\beta \ll 1$), pa kao osnovne ulazne i izlazne veličine preostaju gustoća ρ, moment $m_x = \rho v_x$, $m_y = \rho v_y$, te magnetsko polje B_z.

U prvom nizu simulacija, proučavaju se dvije najosnovnije/najopćenitije početne konfiguracije, koje rezultiraju ravnim, odnosno cilindričnim valom. Iako izabrane konfiguracije ne reproduciraju detaljno uobičajene eruptivne koronine strukture, one ipak mogu do određenog stupnja opisati osnovna svojstva procesa nastajanja koroninog vala, prouzročenog bočnim širenjem izvorišnog područja, okruženog vertikalnim magnetskim poljem u mirnoj koroni. Takvo širenje može se pojaviti, npr. u fazi impulzivne akceleracije koroninog izbačaja.

U drugom nizu simulacija analizirane su realnije početne konfiguracije, koje uključuju eruptivnu magnetsku cijev unutar magnetske arkade s nožištima usidrenim u fotosferi, te realističan vertikalni profil gustoće, od kromosfere, preko prijelaznog područja do korone. Za reproduciranje Sunčeve atmosfere, numerička domena je podijeljena u tri sloja koji odgovaraju kromosferi, prijelaznom području i niskoj koroni. Specifično, svojstva atmo-

sfere kromosfera - prijelazno područje - korona dobila se modeliranjem podataka koje su objavili [Vernazza i dr., 84].

Istraživanja vezana uz disertaciju unaprijedila su razumijevanje prirode magnetohidrodinamičkih poremećaja pobuđenih klipnim mehanizmom te su rasvijetlila vezu između svojstava koroninih izbačaja i primarnog koroninog poremećaja, kao i sekundarnih efekata. Razjašnjen je kriterij za stvaranje kromosferskog Moretonovog vala. Pokazlo se da je sekundarni poremećaj posljedica relaksacije kromosfere i korone, a ne tkz. "otvaranje silnica eruptivne magnetske strukture" [Chen i dr., 11]. Također, pokazalo se da impulzivnije širenje izvorišnog područja rezultira u kraćem vremenu/udaljenosti potrebnom za formiranje udarnog vala. U slučaju jednodimenzionalnog magnetosoničnog vala, potvrđena je veza između valne brzine i brzine pridruženog gibanja plazme, $w = 1 + 3v/2$, koja je izvedena analitički [Vršnak i Lulić, 94]. Dokazano je da pri malim amplitudama numeričke simulacije također dobro reproduciraju Rankine-Hugoniot relacije A.3, nakon što je fronta udarnog vala u potpunosti formirana. U disertaciji su prvenstveno analizirane najopćenitije karakteristike stvaranja okomitog udarnog vala potaknutog jednostavnim širenjem područja izvora, na koje ne utječu specifične koronine konfiguracije. Takav proces se reprezentira dvodimenzionalnim klipnim mehanizmom stvaranja udarnog vala. Pojašnjeno je kako u slučaju cilindrične geometrije postoje dva konkurentna efekta uključena u proces formiranja udarnog vala. Jedan je nelinearno ustrmljivanje profila valne fronte (kao u ravninskoj geometriji), dok je drugi pad amplitude vala sa udaljenošću, zahvaljujući očuvanju energije.

1.4. Motivacija i cilj istraživanja

Globalni magnetohidrodinamički val je pojava na Suncu koja ima utjecaj na Sunce i heliosferu. Takvi globalni poremećaji prvi put su izravno opaženi pomoću "Extreme-ultraviolet Imaging Telescope" (EIT) [Delaboudiniere i dr., 15] koji se nalazi na "Solar and Heliospheric Observatory" (SOHO) satelitu [Domingo i dr., 17] i od tada su predmet detaljnih istraživanja. Međutim, fizikalno objašnjenje EIT valova ostalo je nerazjašnjeno zbog nedovoljnog broja opažanja i nekonzistentnih analiza. To je dovelo do nastanka nekoliko teorija koje nastoje objasniti ovu pojavu.

EIT valovi se opažaju kao svijetli pulsevi u niskoj Sunčevoj koroni koji proizlaze iz izvora Sunčeve erupcije i često prijeđu Sunčev disk za manje od sata. Brzine im mogu biti do ≈ 1400 km/s [Nitta i dr., 57], ali se najčešće opažaju pri brzinama $200 - 500$ km/s [Klassen i dr., 30], [Thompson i dr., 77]. Na početku se pretpostavljalo da su ti valovi magnetohidrodinamički valovi brzog moda

koji su uzrokovani eruptivnim koroninim izbačajem ili bljeskom [Uchida, 80], [Moreton, 52], [Moreton i dr., 51]. Međutim, otkriveno je da su brzine EIT valova puno manje od predviđenih. Ova razlika dovela je do razvoja nekoliko različitih teorija za EIT valove. Jedna struja tretira EIT valove kao valove sporog moda [Wang i dr., 100], solitone sporog moda [Wills-Davey i dr., 108] ili općenitije kao udarne valove, magnetohidrodinamičke valove velike amplitude [Vršnak i dr., 93]. Druga struja u potpunosti izbjegava valove i tretira ih kao pseudo-valove koji su posljedica rekonfiguracije koroninog magnetskog polja za vrijeme erupcije koroninog izbačaja [Chen i dr., 11], [Delannee i dr., 16], [Attrill i dr., 4]. Dakle postojeće teorije mogu se svrstati u nekoliko razreda:

1.) Valne teorije
- model MHD valova brzog moda male amplitude
- model MHD valova brzog moda velike ampitude
- model MHD solitona sporog moda
2.) Pseudo-valne teorije
- model rastezanja silnica polja
- model strujne ljuske
- model kontinuirane rekonekcije

Fizikalni procesi koji zahtjevaju različite interpretacije rezultiraju različitim opažačkim predviđanjima pružajući mogućnost provjere i diskriminacije teorija. Svojstva pojedinih teorija i pripadajućih modela detaljno su obrađeni [Long i dr., 39], gdje je prikazano da model MHD valova brzog moda i velike amplitude zadovoljava gotovo sva mjerena fizikalna svojstva EIT valova.

Radna hipoteza ovog doktorskog rada temelji se na modelu valnog širenja, najprimjerenijeg za objašnjenje svih izmjerenih poremećaja velikih amplituda. Doktorat je otvorio mogućnost daljnjeg istraživanja međudjelovanja vala velike amplitude sa koroninim šupljinama, mirnim Sunčevim prominencijama i koroninim strujnicama.

2. Definicija plazme i magnetohidrodinamički valovi u plazmenim sustavima

S obzirom na temperaturu, gustoću, stupanj ionizacije Sunce je u cjelini plazmeni sustav. Plazma je kvazineutralan plin sastavljen od ionizirajućih i neutralnih čestica, koji pokazuju skupno međudjelovanje koje se zasniva na Coulombovoj sili. Kvazineutralan plin znači da je makroskopski neutralan, nema električni naboj. Zbog znatnog broja električki nabijenih čestica dolazi do elektromagnetskog međudjelovanja. Tada čestice tvore zajedničko elektrmagnetsko polje i svaka čestica interagira istodobno sa svim ostalim česticama (skupno međudjelovanje).

Procesi u plazmenim sustavima opisuju se različitim teorijskim pristupima, ovisno o stanju u kojem se neki sustav nalazi (različita gustoća, temperatura, magnetsko polje, dimenzije sustava itd.). Najosnovniji pristup je tzv. jednočestični pristup. Ako promatramo sustav u kojem su udaljenosti među česticama puno manje od veličine samog sustava, a svojstveno vrijeme procesa puno veće od vremena koje protekne između dva sudara, na plazmu se može primjeniti hidrodinamički pristup. U hidrodinamičkom pristupu plazma se promatra kao fluid. Najjednostavniji je tzv. magnetohidrodinamički pristup. Plazma se opisuje kao jednokomponentni vodljivi fluid koji je opisan temperaturom, gustoćom, tlakom, brzinom, električnim i magnetskim poljem. Ako istražujemo sustave u kojima se ponašanje različitih nabijenih čestica bitno razlikuje tada se koriste dvokomponentni ili višekomponentni hidrodinamički modeli.

2.1. Magnetohidrodinamički udarni valovi

Nastanak valova u plazmi jedno je od temeljnih pitanja kako u eksperimentalnom tako i u teorijskom pogledu. U astrofizici se susrećemo s plazmenim sustavima u kojima se događa pobuđivanje različitih vrsta valova.

Valove u plazmi obično dijelimo na visokofrekventne i niskofrekventne. Ponašanje visokofrekventnih valova u plazmi određeno je odzivom elektrona (čestica male mase) na osci-

lirajuće električno polje (utjecaj oscilirajućeg magnetskog polja je zanemariv). Frekvencija ovih valova nalazi se u području od elektronske plazmene frekvencije prema većim frekvencijama. Valovi koji su vezani za gibanje iona i nalaze se oko ili ispod ionske plazmene frekvencije nazivaju se niskofrekventnim valovima. Ako ne postoji titranje magnetskog polja valove nazivamo elektrostatskim valovima, a kad je pobuđeno i titranje magnetskog polja, valove nazivamo elektromagnetskim valovima i radi se o transverzalnim valovima.

Magnetohidrodinamika se oslanja na mehaniku fluida, gdje se ne prati ponašanje pojedine čestice, već se prati ponašanje elementa fluida koji sadrže mnoštvo čestica. Za razliku od "obične" hidrodinamike, u magnetohidrodinamici fluid sadrži naboje. Govorimo o jednokomponentnom fluidu kojim mogu teći struje i u takvom približenju sustav se opisuje jednadžbama magnetohidrodinamike (izvod magnetohidrodinamičkih jednadžbi A.1):

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = \mathbf{0} \tag{2.1}$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{u} \times \mathbf{B}) + \eta \nabla^2 \mathbf{B} \tag{2.2}$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = \mathbf{0} \tag{2.3}$$

$$p = n k_B T \tag{2.4}$$

$$\rho \frac{D\mathbf{u}}{Dt} = \frac{\mathbf{1}}{\mu_\mathbf{0}} (\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} - \nabla p + \mathbf{f}_{visk.} + \mathbf{f}_{vanj.} \tag{2.5}$$

$$\rho \frac{D\epsilon}{Dt} - \frac{p}{\rho} \frac{D\rho}{Dt} = -Q \tag{2.6}$$

U jednadžbi 2.1 $\mathbf{B}$ predstavlja magnetsko polje. U jednadžbi indukcije (2.2) $\mathbf{u}$ je brzina plazme, $\eta = \frac{1}{\mu_0 \sigma}$ je magnetska difuzivnost ili električna otpornost, gdje je σ električna vodljivost, a μ_0 permeabilnost vakuuma. Električna vodljivost se u magnetohidrodinamičkom približenju najčešće smatra skalarom. U jednadžbi kontinuiteta 2.3 ρ predstavlja gustoću plazme. Jednadžba 2.4 je jednadžba stanja idealnog plina, gdje je n koncentracija čestica, k_B Boltzmanova konstanta, a T termodinamička temperatura. Ako se radi o idealnom plinu tada je unutrašnja energija dana sa $\epsilon = \frac{p}{(\gamma-1)\rho}$. Veličina γ je omjer specifičnih kapaciteta pri stalnom tlaku i stalnom volumenu, tj. $\gamma = \frac{c_p}{c_V}$. Jednadžba 2.5 predstavlja jednadžbu gibanja, gdje je ρ masa po jedinici volumena, $\mathbf{u}$ brzina plazme, $\mathbf{B}$ magnetsko polje, p tlak, a $\mathbf{f}_{visk.}$ i $\mathbf{f}_{vanj.}$ sile viskoznosti i vanjske sile. Obje sile su sile po jedinici volumena. Operator $\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla$ koji se pojavljuje u 2.5 predstavlja konvektivnu derivaciju. Prvi član opisuje promjenu neke veličine u nekoj točki prostora, a drugi član opisuje promjenu kakvu bi vidio motritelj u sustavu koji se giba s fluidom do područja u kojem dana veličina ima drugačiju vrijednost ([Vršnak, 88]). Jednadžba (2.6)

je jednadžba očuvanja energije, član ϵ predstavlja unutrašnju energiju po jedinici mase, a Q je zbroj svih izvora i ponora energije u danom elementu plazme.

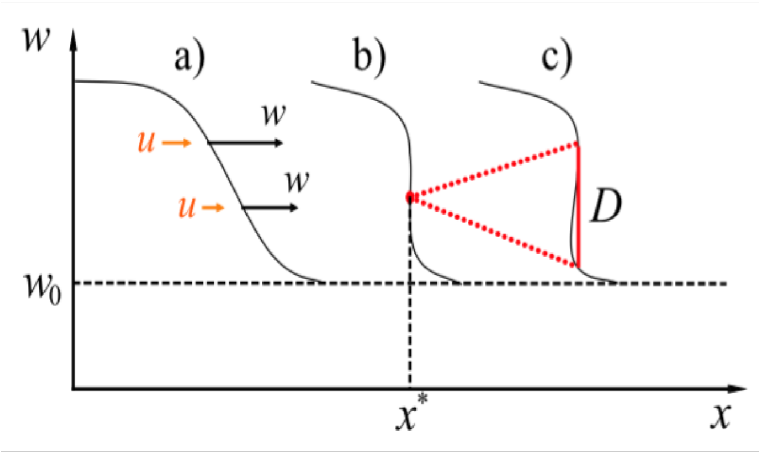
Magnetohidrodinamički valovi igraju važnu ulogu u astrofizici i fizici Sunca. Prvo ćemo razmotriti osnovna svojstva udarnih zvučnih valova u neioniziranom plinu. Zvučni val je val koji nastaje poremećajem tlaka. Taj poremećaj se u neutralnom plinu prenosi sudarima molekula. U plazmenim sustavima se pojavljuju slični valovi koje nazivamo ionskim zvučnim valovima ili ionskim zvukom [Vršnak, 88]. Ako pretpostavimo adijabatsko širenje poremećaja u približenju male amplitude u plinu u kojem su tlak i gustoća konstantni dobijamo da je brzina dana sa $v_z = (\gamma \frac{p_0}{\rho_0})^{\frac{1}{2}} \sim (\rho_0^{\gamma-1})^{\frac{1}{2}}$, gdje je $\gamma = \frac{C_p}{C_V}$ omjer specifičnih toplinskih kapaciteta pri konstantnom tlaku i volumenu. Brzina vala u linearnom približenju svuda je jednaka, što dovodi do toga da je profil vala stalan. U slučaju kada val ima konačnu amplitudu, nelinearni članovi ne mogu se zanemariti, trbuh vala giba se brže nego ostatak vala, što dovodi do toga da vodeći dio vala postaje sve strmiji. Disipativne pojave (u slučaju zvučnog vala viskoznost i termička vodljivost) se ne mogu zanemariti jer temperatura, gustoća i gradijent tlaka postaju jako veliki. Između nelinearnih i disipativnih pojava stvara se ravnotežno stanje. Nelinearne pojave teže povećati strmost vodećeg dijela vala. Disipativne pojave teže "umekšavanju" oblika vala. Uspostavlja se val koji se naziva udarnim valom. Udarni val se giba brzinom većom od brzine zvuka. Ako brzina udarnog vala znatno nadmašuje brzinu zvuka, govorimo o snažnom udarnom valu. Kada je brzina udarnog vala tek nešto veća od brzine zvuka, tada govorimo o slabom udarnom valu. Energija vala se disipacijom u valnoj fronti pretvara u toplinksu energiju.

Udarni val predstavlja vrlo tanak prijelazni sloj (frontu) u kojem se vrlo naglo mijenjaju parametri svojstveni plinu ispred i iza fronte udarnog vala. Debljina fronte je obično svega nekoliko puta veća od srednjeg slobodog puta čestice, a sudari uspostavljaju na određenoj udaljenosti iza fronte ponovo neporemećeno stanje.

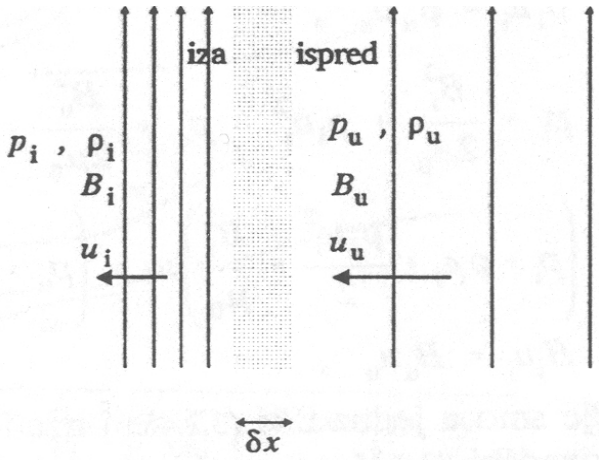
Udarni val obično opisujemo u koordinatnom sustavu postavljenom tako da je jedna os usmjerena niz frontu koja se giba brzinom w, dok se plin iza fronte giba brzinom w', $(w' < w)$. Neporemećeni plin koji se u sustavu giba brzinom w ulazi brzinom $u_u = w$ u valnu frontu (fronta udarnog vala miruje). Nakon što prođe kroz udarni val ima izlaznu brzinu $u_i = w - w'$ $(u_i < u_u)$. Ovakav koordinatni sustav prirodno je primjenljiv kod stojnih udarnih valova koji nastaju pri naletu fluida na prepreku.

Dominantni gubitak energije kod gibanja magnetohidrodinamičkih valova je gubitak zbog Jouleova grijanja. Osim gubitka putem Jouleova grijanja postoje gubici zbog viskoznosti i termičke vodljivosti. Debljinu udarnog vala (δx) najlakše ćemo procijeniti u slučaju kada se snažni udarni val giba okomito na magnetsko polje (slika 2.2). Debljina udarnog vala je $\delta x \approx u_u \delta t$.

Iz jednadžbe $\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{j}$ struja pridružena udarnom valu je:



Slika 2.1.: Nastanak udarnog vala u jednodimenzionalnom slučaju. Fazna brzina vala $w(t)$ povezana je s brzinom toka plazme $u(t)$. a) nelinearno ustrmljavanje valne fronte b) pojavljivanje diskontinuiteta D u točki x^*, c) nastavak gibanja udarnog vala [Žic i dr., 115]



Slika 2.2.: Magnetohidrodinamički udarni val koji se giba okomito na magnetsko polje. [Vršnak, 88]

$$j_z = \frac{B_{uy} - B_{iy}}{\mu_0 \delta x}. \tag{2.7}$$

U koordinatnom sustavu u kojem val miruje izlazna brzina je zanemariva. Promjena kinetičke energije je uravnotežena s Jouleovom toplinom, $\frac{\delta W}{\delta t} = \frac{\mathbf{j^2}}{\sigma}$, u_i^2 je zanemareno, što daje:

$$\frac{1}{2}\frac{\rho u_u^2}{\delta t} = \frac{j^2}{\sigma}. \tag{2.8}$$

Kako je $u_u = \frac{\delta x}{\delta t}$, iz jednadžbi (2.7) i (2.8) dobivamo:

$$\delta x = \frac{2 \triangle B_y^2}{\mu_0^2 \sigma \rho u_u^3} \tag{2.9}$$

S obzirom na smjer širenja udarni magnetohidrodinamički valovi mogu se razvrstati u nekoliko razreda: okomiti (slika2.2), spori, brzi i intermedijarni (slika 2.3). U prvom slučaju val se širi okomito na magnetsko polje i tu se radi o kompresivnom magnetosoničnom udarnom valu. Njegova brzina je veća od brzine magnetskog zvuka u neporemećenoj plazmi, $v_{MZ} = (v_z^2 + v_A^2)^{\frac{1}{2}}$, gdje je v_Z brzina zvuka, a v_A Alfvénova brzina. Kosi udarni valovi (spori i brzi), šire se pod proizvoljnim kutem na magnetsko polje. Kod sporog magnetohidrodinamičkog udarnog vala magnetsko polje je iza fronte smanjeno, dok je kod brzog pojačano (slika 2.2). Posebnu klasu čini intermedijarni udarni val koji ima značajke Alfvénovog vala. Kod intermedijarnog vala tangencijalna komponenta magnetskog polja mijenja predznak, ali veličina ostaje ista. Okomita komponenta magnetskog polja se ne mijenja pri prolasku vala, tako da je val "simetričan". Isto vrijedi i za tangencijalnu i okomitu komponentu brzine plazme. Pri prolasku kroz intermedijarni val magnetsko polje jednostavno rotira pri čemu ne mijenja vrijednost. Kako nema promjene ni tlaka ni gustoće, zapravo taj val i nije udarni val [Vršnak, 88].

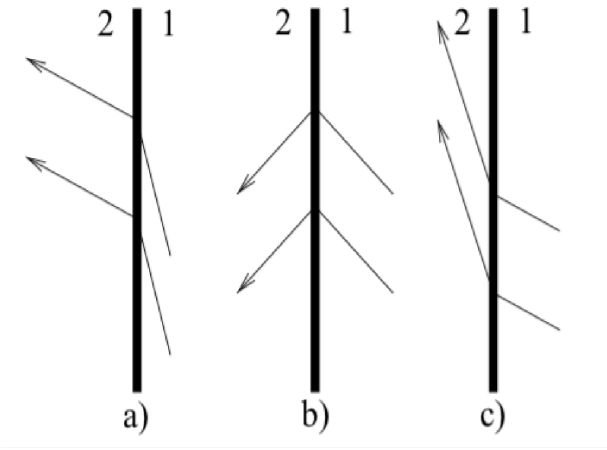
Matematički, najjdenostavniji je slučaj okomitog magnetohidrodinamičkog udarnog vala kojem su i gibanje vala i plazme okomiti na magnetsko polje ($\mathbf{k} \perp \mathbf{B}$, $\mathbf{u} \perp \mathbf{B}$). Jednadžba kontinuiteta, jednadžba gibanja i jednadžba energije, primjenjene na diskontinuitet rezultiraju algebarskim jednadžbama:

$$\rho_i u_i = \rho_u u_u, \tag{2.10}$$

$$p_i + \frac{B_i^2}{2\mu_0} + \rho_i u_i^2 = p_u + \frac{B_u^2}{2\mu_0} + \rho_u u_u^2, \tag{2.11}$$

$$\left(p_i + \rho_i \epsilon_i + \frac{B_i^2}{\mu_0} + \frac{\rho_i u_i^2}{2}\right) u_i = \left(p_u + \rho_u \epsilon_u + \frac{B_u^2}{\mu_0} + \frac{\rho_u u_u^2}{2}\right) u_u, \tag{2.12}$$

$$B_i u_i = B_u u_u. \tag{2.13}$$



Slika 2.3.: Promjena magnetskog polja pri naletu udarnog vala ($1 \rightarrow 2$) u sustavu u kojem granica diskontinuiteta miruje. a) spori udarni val, b) Alfvénov ili intermedijarni udarni val, c) brzi udarni val [Žic i dr., 115]

Subskriptom u su označene neporemećene veličine koje ulaze u udarni val, a izlazne veličine su označene subskriptom i. Veličina označena sa ϵ predstavlja unutrašnju energiju po jediničnoj masi, a $\rho\epsilon = \frac{p}{(\gamma-1)}$ je energija po jedničnom volumenu. γ predstavlja omjer specifičnih toplina i ovisi o broju stupnjeva slobode ($\gamma = (s+2)/s$). Rješavanjem sustava jednadžbi te uvođenjem pokrata $X = \frac{\rho_i}{\rho_u}$ (faktor kompresije), $\frac{u_u}{v_{zu}} = M_u$ (Machov broj), $\beta_u = \frac{2\mu_0 p_u}{B_u^2} = \frac{2v_{zu}^2}{\gamma v_A^2}$ dobivamo:

$$\frac{u_i}{u_u} = X^{-1}, \frac{B_i}{B_u} = X \tag{2.14}$$

$$\frac{p_i}{p_u} = \gamma M_u^2(1 - X^{-1}) + \beta_u^{-1}(1 - X^2), \tag{2.15}$$

gdje je X pozitivno rješenje jednadžbe:

$$2(2-\gamma)X^2 + \left[2\beta_u + (\gamma-1)\beta_u M_u^2 + 2\right]\gamma X - \gamma(\gamma+1)\beta_u M_u^2 = 0. \tag{2.16}$$

Kako omjer specifičnih toplina, γ, poprima vrijednost između 1 i 2, jednadžba (2.16) ima samo jedno pozitivno rješenje. Zanemarimo li magnetsko polje ($\beta \rightarrow \infty$) jednadžba (2.15) daje hidrodinamičko rješenje. Magnetsko polje smanjuje vrijednost parametra X jer se kinetička energija u magnetohidrodinamici pretvara u magnetsku i toplinsku energiju.

Udarni val je kompresivan ($X > 1$) ako je $M_u > 1 + \frac{2}{\gamma\beta_u}$ (pogledati A.2, jednadžbu A.44). Tada brzina udarnog vala $w = u$ mora biti veća od brzine normalnog magnetskog zvuka u neporemećenoj plazmi. Povećamo li Machov broj, M_u, dobivamo graničnu vrijednost $X < \frac{\gamma+1}{\gamma-1}$ što znači da je kompresija magnetskog polja ograničena. U slučaju potpuno ionizirane vodikove plazme broj stupnjeva slobode je tri, $s = 3$, što znači da je $\gamma = \frac{5}{3}$, te

nalazimo da je $\frac{B_i}{B_u} < 4$ (za detalje pogledati A.2.2), tj. $\frac{\rho_i}{\rho_u} < 4$ (za detelje pogledati A.2.1).

Kada se val širi pod nekim kutem s obzirom na smjer magnetskog polja, postoje dvije vrste valova: brzi i spori magnetski zvuk, pa zato postoje i dvije vrste udarnih valova. To su spori i brzi magnetohidrodinamički udarni valovi. Kod jednog i kod drugog vala ne dolazi do promjene komponente magnetskog polja okomite na valnu frontu. Tangencijalna komponenta brzine plazme u brzom valu se povećava, a u sporom valu smanjuje. Prolaskom brzog vala dolazi do pojačanja magnetskog polja, a prolaskom sporog vala polje se smanjuje. Kad okomita komponenta polja i tangencijalna komponenta brzine postaju jednake nuli, brzi val prelazi u okomiti val.

U slučaju intermedijarnog vala (slika2.3b) tangencijalna komponenta magnetskog polja mijenja predznak, veličina ostaje ista. Okomita komponenta magnetskog polja se ne mijenja prilikom prolaska vala. Isto vrijedi i za okomitu komponentu brzine plazme. Zbog toga nema promjene ni gustoće, ni tlaka. Zato taj val i nije udarni val već se često naziva rotacijskim diskontinuitetom ([Vršnak, 88]).

2.2. Udarni valovi u Sunčevoj koroni

U Sunčevoj atmosferi odvijaju se dvije vrste procesa koje eksplozivno oslobadaju energiju pohranjenu u magnetskim ustrojstvima aktivnih područja. U Sunčevim bljeskovima koronina plazma je u svega nekoliko minuta zagrijana do temperature od gotovo 10^8 K, što dovodi do impulzivnog širenja vruće magnetoplazme. S druge strane u koroninim izbačajima nestabilno magnetsko ustrojstvo biva izbačeno u međuplanetarni prostor brzinama 1000 km/s. Oba ova procesa popraćena su stvaranjem magnetohidrodinamičkih udarnih valova velikih razmjera. Za nastanak koroninih udarnih valova razmatraju se dva scenarija. Postoje dva eksplozivna procesa koji su u stanju napraviti udarne valove velikih razmjera: bljeskovi i različiti oblici izbačaja. U slučaju eksplozije bljeska, početna smetnja je inicirana pulsnim tlakom kojeg prati naglo oslobađanje energije u bljesku. Općenito se pulsni tlak pripisuje tlaku plina što je diskutabilno jer se bljeskovi obično nalaze u području jakih magnetskih polja u koroni gdje je plazmeni parametar β[1] mali. Nastanak pulsa možemo objasniti naglim restrukturiranjem magnetskog polja u bljesku, što može bit shvaćeno kao magnetski tlak pulsa. U svakom slučaju tlak pulsa mora stvarati gibanje plazme okomito na magnetsko polje. Takvo ponašanje se može objasniti kao gibanje klipa koji stvara poremećaj velike amplitide u ambijentalnoj plazmi [Vršnak i Lulić 94]. Napomenimo da termin "velika amplituda" naglašava da se evolucija vala ne može opisati lineariziranim jednadžbama u kojima je poremećaj mali. Standardni naziv za takav poremećaj je "jednostavni val" [Landau i Lifshitz 35], dok je u fizici Sunca uobičajen naziv

[1] β je omjer tlaka i magnetskog tlaka

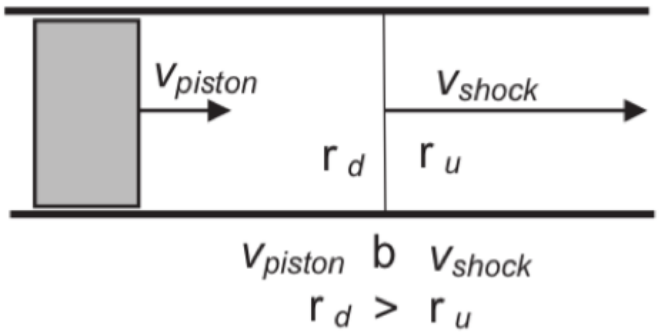
"*blast wave*". U poremećaju velike amplitude brzine širenja vala ovise o amplitudi vala pa se poremećaj razvija nelinearno [Landau i Lifshitz 35]. Budući da element poremećaja veće amplitude putuje brže od onog manje amplitude vodeći dio jednostavnog vala postaje sve strmiji i nakon određenog vremena ili udaljenosti stvara se diskontinuitet na njegovom vodećem rubu. Početak nastanka diskontinuiteta i vrijeme potrebno za njegovo dovršenje određeni su samo vremenskim profilom brzine širenja područja izvora i pozadinske Alfvénove brzine. Jednostavni val je poremećaj koji se slobodno širi, tj. dobiva energiju samo privremeno za vrijeme stvaranja pulsnog tlaka (engl. "*pressure pulse*"). U homogenom mediju profil poremećaja se širi jer se vodeći rub udarnog vala giba brže od pratećeg ruba. Zbog toga se amplituda udarnog vala smanjuje, a fronta usporava čak i u slučaju jednodimenzionalnog širenja.

U slučaju kad su udarni valovi pripisani koroninim izbačajima situacija nastanka udarnog vala je drugačija. Tada je udarni val vođen koroninim izbačajem i energija se kontinuirano dostavlja udarnom valu. Potrebno je razlikovati dvije vrste odnosa između udarnog vala i njegova uzroka, uobičajeno označenim kao udarni val vođen klipom (engl. "*piston*") i čeoni udarni val (engl. "*bow shock*"). Ako se koronin izbačaj širi na način da ambijentalna plazma ne može teći u područje iza koroninog izbačaja tada imamo ponašanje kao kod širenja sfernog klipa (analogno eksploziji supernove). Takvu situaciju označavamo kao udarni val vođen klipom (jednodimenzionalna analogija je gibanje klipa u cijevi). Treba naglasiti da brzina klipa ne mora nužno biti supermagnetosonična ili superalfvénična da bi se stvorio udarni val. Još jedno posebno obilježje ovih udarnih valova je da se gibaju brže od klipa, tj. udaljenost između udarnog vala i njegova uzroka se povećava. Konačno treba uočiti, da nastanak diskontinuiteta na vodećem rubu poremećaja je analogan onom u slučaju jednostavnog vala.

Ako plazma može teći u područje iza uzroka (npr. slučaj supersoničnog aviona ili Sunčeva vjetra koji teče iza Zemljine magnetosfere) koristi se naziv čeoni val (engl. "*bow shock*"). U tom slučaju val se nalazi na "čelu" njegova uzroka, što znači da se oba gibaju istom brzinom. To nam govori da uzrok mora biti supersoničan. Udaljenost između udarnog vala i njegova uzroka ovisi o brzini, veličini i obliku uzroka.

U stvarnim situacijama nije moguće da se u početnoj fazi koronin izbačaj ponaša kao sferni klip, a da kasnije udarni val postane čeoni udarni val. Ako se potroši sva slobodna energija eruptirajuće magnetske strukture i koronin izbačaj počne usporavati do brzine Sunčeva vjetra udarni val nastavlja se razvijati kao slobodno šireći udarni val.

Prostiranje magnetohidrodinamičkih udarnih valova Sunčevom koronom razotkriva nekoliko različitih pojava. Provala radio zračenja tipa II u području metarskih valnih duljina [Nelson i dr., 56] prouzrokovana je magnetohidrodinamičkim udarnim valovima koji se šire do udaljenosti od nekoliko Sunčevih radijusa [Bougeret i dr., 7]. Analogna pojava uočena



Slika 2.4.: Klipni mehanizam[Žic i dr., 115]

je i u području dekametarskih do kilometarskih valnih duljina razotkrivajući rasprostiranje međuplanetarnim prostorom od desetak do stotinjak Sunčevih radijusa. S druge strane niz provala radio zračenja tipa I koji su uočeni u području metarskih valnih duljina za vrijeme pojave tzv. bure šumova (engl. noise storm) ukazuje da se koronini udarni valovi šire i na puno manjim vremensko/prostornim skalama [Karlicky i dr., 26].

Međuplanetarni udarni valovi pridruženi provalama zračenja tipa II u frekvencijskom rasponu od 2 MHZ do 30 kHz, su također uočeni pomoću interplanetarnih scintilacijskih mjerenja [Manoharan i dr., 47] i pomoću "in situ" mjerenja na nekoliko svemirskih letjelica. Ti događaji povezani su sa brzim koroninim izbačajima i pojavama dugoživučih Sunčevih energetskih čestica energija većih od 1 MeV [Cane i dr., 8].

Koronini udarni valovi, koji uzrokuju metarske provale zračenja tipa II, su popraćeni kromosferekim Moretonovim valom [Moreton, 51]. Uchida [Uchida, 81] je pokazao da se obje pojave mogu pripisati magnetohidrodinamičkom udarnom valu brzog moda, koji se širi od aktivnog područja duž područja male Alfvćnove brzine. EIT-teleskop (Extreme Ultraviolet Imaging Telescope) na satelitu SOHO (Solar and Heliospheric Observatory) razotkrio je slične poremećaje u niskim slojevima korone [Thompson i dr., 78], [Klassen i dr., 30].

Promatranja ukazuju da udarni valovi povezani s provalama zračenja tipa II putuju brzinama reda veličine 1000 km/s i da su niskog Machovog broja, obično između 1.2 i 1.7 [Nelson i Melrose, 56]. Mann, Classen i Aurass [Mann i dr., 46] su ustanovili da klizanje frekvencije (engl. frequency drift) zračenja tipa II u vremenu ovisi o početnoj frekvenciji provale zračenja i da postoji korelacija između spektralne širine rascijepa emisije te brzine pomaka frekvencije.

Detaljno proučavanje radio spektara otkriva dvije dodatne pojave pridružene metarskim provalama zračenja tipa II, važne za razumijevanje nastanka koroninih udarnih valova. Klassen je [Klassen i dr., 31] pokazao da provali zračenja tipa II često prethodi mnoštvo

impulzivnih provala zračenja u decimetarskom području, ukazujući na učinkovito ubrzavanje elektronskih snopova. Ovom spektralnom obilježju svojstveno je sporo klizanje visokofrekventnog ruba prema nižim frekvencijama. Istovremeno se opaža i impulzivna provala mikrovalnog i tvrdog X zračenja [Klassen i dr., 31]. Radiovalnu komponentu ove pojave nazivamo prema Klassenu [Klassen i dr., 31] "prethodnica" ili "prekurzor" provale zračenja tipa II.

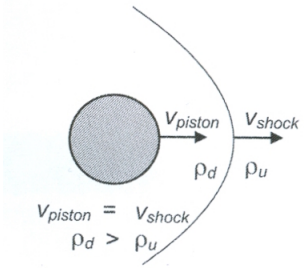
Općenito govoreći magnetsko polje u aktivnom području ima bipolarnu strukturu. Zato početna perturbacija koja putuje iz aktivnog područja se mora prvotno širiti okomito na silnice magnetskog polja.

Radi dobivanja boljeg fizikalnog uvida u problematiku stvaranja i razvoja globalnih koroninih valova koji nastaju uslijed koroninih erupcija, izvest će se numeričke simulacije nastanka magnetosoničnih vaolova koji su potaknuti klipnim mehanizmom.

Eksplozivno širenje koroninih struktura, prouzročeno koroninim izbačajima i Sunčevim bljeskovima, često u Sunčevoj koroni stvara valove, udrane valove velikih razmjera i amplituda (detaljniji pregledi različitih aspekata ovog fenomena izloženi su u [Warmuth, 101], [Warmuth, 102], [Wills-Davey i Attrill, 108], [Vršnak i Cliver, 93], [Gallagher i dr., 20], [Zhukov, 113], [Patsourakos i Vourlidas, 60]).

Spomenuti globalni poremećaji se manifestiraju kao EUV (engl. extreme ultraviolet) koronini valovi, kromosferni Moreton-ovi valovi, provale zračenja tipa II, gibajući izvori mekog X- zračenja [Warmuth i dr., 105], [Vršnak i dr., 98], [Olmedo i dr., 58], kao i oštre fronte na kronografskim slikama koroninih izbačaja u vidljivom dijelu spektra [Ontiveros i dr., 59]. Posljednjih godina je ovaj fenomen bio predmet mnogih istraživanja koje su se što opažački, što teorijski fokusirali na razne aspekte istoga, uključujući morfologiju, kinematiku, karakteristike područja izvora, formiranje udarnog vala, trodimenzionalno širenje, itd. (za kratki pregled nedavnih istraživalačkih aktivnosti pogledati, § 8 u [Klimchuk i dr., 33] i § 9 u [van Driel-Gesztely i dr., 83]).

Na malim visinama u koroni, gdje se poremećaj uočava u EUV području, val se uobičajeno počinje zamjećivati na udaljenosti ~ 100-200 Mm od područja izvora [Veronig i dr., 87], [Patsourakos i dr., 62], [Muhr i dr., 53]. Dakle, val se uočava dok se širi kroz mirnu koronu, gdje je magnetsko polje većinom okomito. Posljedično, segment vala iz područja niske korone se može promatrati kao okomiti magnetohidrodinamički val (magnetosonični val). Brzine EUV valova su uobičajeno nekoliko stotina km/s [Thompson i Myers, 77], [Warmuth i Mann, 103]. Najnovija opažanja pokazuju da amplituda vala početno raste dok se val istovremeno ubrzava, da bi naposljetku, nakon faze približno konstantne brzine, val usporio do brzina tipično ~ 200-300 km/s [Long i dr., 41], [Muhr i dr., 53], [Temmer i dr., 75], gdje brži valovi iskazuju jače usporavanje [Liu i dr., 36], [Kozarev i dr., 34], [Ma i dr., 43], [Warmuth i Mann, 103], [Cheng i dr., 12], [Olmedo i dr., 58]. Us-



Slika 2.5.: Čeoni udarni val[Žic i dr., 115]

tanovljeno je također da valovi s većim brzinama imaju i veće amplitude [Kienreich i dr., 28]. Tijekom perioda konstantne brzine i usporavanja, smanjuje se amplituda smetnje, dok se istovremeno događa širenje profila smetenje. Ovo ponašanje se obično objašnjava kao karakteristično obilježje slobodno širećeg "jednostavnog vala" (za terminologiju vidi [Vršnak, 92], [Warmuth, 101]).

Najbrži valovi su popraćeni provalama radio zračenja tipa II [Biesecker i dr., 6], [Warmuth i dr., 106], [Vršnak i dr., 98], [Muhr i dr., 55], [Ma i dr., 43], [Kozarev dr., 34], što ukazuje na formiranje koroninih magnetohidrodinamičkih udarnih valova. Takvi valovi također mogu proizvesti Moretonove valove [Warmuth i dr., 105], [Vršnak i dr., 98], [Muhr i dr., 55], [Asai i dr., 2], [Shen i dr., 71]), ukoliko je porast tlaka na fronti udarnog vala dovoljno snažan da pogurne inertnu kromosfernu plazmu nadolje, tj. ako je amplituda udarnog vala dovoljno velika.

Općenito govoreći, koronini i udarni valovi nastaju širenjem područja izvora povezanog bilo sa koroninim izbačajima ili promjenom tlaka uzrokovanom bljeskovima (za diskusiju vidi [Vršnak i Cliver 93]). Iako se u mnogim situacijama širenje područja izvora može jasno odrediti putem faze naglog ubrzanja CME-a ([Patsourakos i dr., 61], [Veronig i dr., 86], [Grechnev i dr., 23], [Kozarev i dr., 34], postoje slučajevi koji upućuju da bljesak uzrokuje nastajanje udarnog vala [Vršnak i dr., 98], [Magdalenić i dr., 44], [Magdalenić i dr., 45]. Bez obzira na uzrok, okomite MHD udarne valove stvara gibanje plazme okomito na magnetno polje. Primjerice, supersonično gibanje izbačaja malog razmjera će proizvesti udarni val [Klein i dr., 32] na sličan način kao supersonični projektil u zraku.

Ipak, u Sunčevoj koroni prikladniji je proces širenja izvorišta koji se ponaša poput trodimenzionalnog klipa. Ako je širenje dovoljno naglo, stvorit će smetnju velike amplitude, čiji se vodeći rub ustrmljuje zbog nelinearnih efekata, tj. elementi vala viših amplituda se kreću brže. S vremenom, u profilu valne fronte se pojavljuje diskontinuitet, što znači da je formiran udarni val. Dok se jednodimenzionalni magnetohidrodinamički problem klipa (ravni val) može riješiti analitičkim putem [Vršnak i Lulić 89], analogni dvodimenzionalni ili trodimenzionalni se može riješavati analitički jedino primjenom znatnih pretpostavki/aproksimacija. Bez obzira na uvedene pretpostavke i aproksimacije svejedno se mora uvesti numeričko modeliranje [Žic i dr., 115].

Prilikom proučavanja dvodimenzionalnog i trodimenzionalnog klipnog mehanizma potrebno je upotrijebiti numeričke magnetohidrodinamičke simulacije u modelu generiranja magnetosoničnog vala. Simulacije su izvedene u računalnom programu Versatile Advection Code (VAC) [Tóth, 79], [Goedbloed i dr., 22]). Program je razvijen u Astronomical Institute at Utrecht, u suradnji sa FOM Institute for Plasma Physics, the Mathematics Department at Utrecht and the Centrum Wiskunde and Informatica (CWI) at Amsterdam. Svestranost ovog računalnog programa omogućava analizu širokog spektra astrofizičkih pojava, uključujući i magnetohidrodinamičke udarne valove.

3. Numeričko rješavanje sustava magnetohidrodinamičih jednadžbi

Analiza nastanka i razvoja udarnih valova u Sunčevoj koroni prikazana u poglavljima 2.1 i 2.2, bazira se na numeričkom rješavanju magnetohidrodinamičkih jednadžbi temeljenih na Versatile Advection Code (VAC) [Tóth, 79]. VAC je napravljen za rješavanje hiperboličkih parcijalnih diferencijalnih jednadžbi uz pomoć mnoštva različitih numeričkih shema. Numeričke sheme su u mogučnosti računati kako sa diskontinuiranim veličinama tako i sa kontinuiranim veličinama. Također, nudi veliki broj prostornih i vremenskih diskretizacija.

3.1. Skup rješenih jednadžbi, normalizacija, rubni uvjeti

Skup magnetohidrodinamičkih jednadžbi koje su uključene u numeričku simulaciju glase:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{v}\rho) = 0 \tag{3.1}$$

$$\frac{\partial \rho \mathbf{v}}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{v}\rho\mathbf{v} - \mathbf{B}\mathbf{B}) - \nabla p_{uk} = -(\nabla \cdot \mathbf{B})\mathbf{B} \tag{3.2}$$

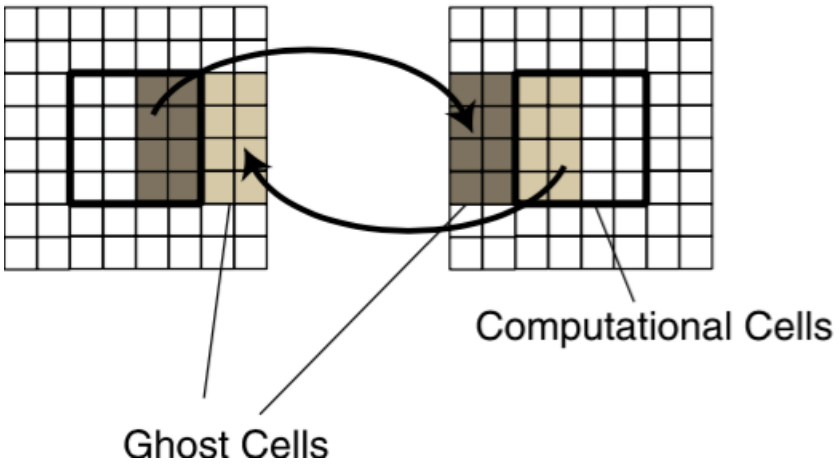
$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{v}\mathbf{B} - \mathbf{B}\mathbf{v}) = -(\nabla \cdot \mathbf{B})\mathbf{v} - \nabla \times (\eta \mathbf{j}) \tag{3.3}$$

gdje je

$$p_{uk} = p + \frac{\mathbf{B^2}}{2}$$

$$\mathbf{j} = \nabla \times \mathbf{B}$$

$$p = v_z^2 \rho$$



Slika 3.1.: Virtualne i "kompjuterske" ćelije. Preuzeto https://perswww.kuleuven.be/

gdje je ρ gustoća plazme, $\mathbf{v}$ brzina plazme , p_{uk} ukupni tlak plazme, $\mathbf{j}$ gustoća struje, η magnetska difuzivnost, v_z brzina zvuka.

Ovo je potpun skup magnetohidrodinamičkih jednadžbi sa sljedećim očuvanim veličinama: gustoća ρ, moment $m = \rho\mathbf{v}$ i magnetsko polje $\mathbf{B}$. Magnetsko polje je normalizirano tako da je permeabilnost vakuuma $\mu_0 = 1$.

Gore navedene jednadžbe se u VAC-u rješavaju u normaliziranoj formi. Sve veličine su normalizirane, na način da se udaljenosti izražavaju u jedinicama duljine numeričke domene (L=1), brzine su normalizirane na Alfvénovu brzinu v_A ($v_A = \sqrt{\frac{B^2}{\rho\mu_0}}$), dok je vrijeme izraženo u jedinicama vremena putovanja Alfvénovog vala duž duljine numeričke domene ($t_A = L/v_A$; tzv. Alfvénovo vrijeme).

U simulacijama upotrebljava se dvodimenzionalana numerička mreža koja se sastoji od 995×995 ćelija, s dodatna dva „virtualna" sloja ćelija na svakom rubu. Rubne ćelije služe za reguliranje rubnih uvjeta, tako da se ukupni okvir mreže zapravo sastoji od 999×999 ćelija. Primjenjuju se tzv. neprekidni rubni uvjeti, što znači da će se gradijenti svih veličina držati na nuli preslikavanjem vrijednosti varijabli s ruba mreže u virtualne ćelije.

3.2. Vremenska i prostorna diskretizacija

Rješavao se sustav parcijalnih diferencijalnih jednadžbi oblika

$$\frac{dw}{dt} = -\frac{dF_i(w)}{dx_i} + S(w)$$

gdje je w neka od očuvanih veličina, a F_i tok u i-tom smjeru za svaki w. U slučaju dvodimenzionalnog modela vrijedi $\frac{dF_i}{dx_i} = \frac{dF_x}{dx} + \frac{dF_z}{dz}$. $S(w)$ je veličina u kojoj su svi drugi članovi koji nisu opisani sa F_i.

Numerička domena $[0, 1]$ diskretizirana je uvođenjem brojeva M$\in N$, $\triangle x = \frac{1}{M}$ te niz točaka

$$x_k = k\triangle x, k = 0, 1, 2, ..., M.$$

Broj $\triangle x$ naziva se prostornim korakom mreže. Vremenski korak $\triangle t$ se uvodi na isti način

$$t^n = n\triangle t, n = 0, 1, 2...$$

Na ovaj način se dobije mreža točaka

$$(x_k, t^n) = (k\triangle x, n\triangle t), k = 0, 1, 2, ..., M, n = 0, 1, 2...$$

Metoda konačnih diferencija se dobiva iz diferencialne jednadžbe tako da se parcijalne derivacije zamijene s diferencijskim kvocijentima.

3.2.1. Vremenska diskretizacija

Vremenska diskretizacija hiperbolne jednadžbe odvija se u dva koraka, definirana sa

$$w^{n+\frac{1}{2}} = w^{n+\frac{\triangle t}{2}}(-\nabla \cdot F^n + S^n) \tag{3.4}$$

$$w^{n+1} = w^n + \triangle t(-\nabla \cdot F^{n+\frac{1}{2}} + S^{n+\frac{1}{2}}), \tag{3.5}$$

gdje n definira redni broj vremenskog koraka, a $\triangle t$ dužinu vremenskog koraka. Courant-Friedrich-Lewy (CFL) uvjet stabilnosti određuje vrijednost dužine vremenskog koraka,

$$\triangle t = C(\frac{c_x + v_y}{\triangle x} + \frac{c_z + v_z}{\triangle z})^{-1}$$

gdje je C Courantov broj čija vrijednost mora biti manja od 1, a c_x i c_z su magnetosonične brzine u x i z smjeru. U našem slučaju Courantov broj je bio 0,8.

3.2.2. Prostorna diskretizacija

U računu je korištena TVD Lax-Friedrich-ova metoda koja spada u "Total Variation Diminishing" numeričke metode. Metoda nije pokazivala nikakve nasumične oscilacije, a

također je i brža od drugih numeričkih metoda.

Eksplicitna diskretizacija Lax-Friedrichsove metode prvog reda je

$$u_i^{n+1} = \frac{u_{i+1}^n + u_{i-1}^n}{2} - \frac{\triangle t}{2\triangle x}(f_{i+1}^n - f_{i-1}^n).$$

Shema je stabilna ako vrijedi

$$\mid \frac{\triangle t}{\triangle x} f'(u_i) \mid \leq 1.$$

4. Općeniti model u ravninskoj i cilindričnoj geometriji

4.1. Postavke modela

U modelu predstavljenom u ovom poglavlju proučavamo okomite magnetosonične valove, u kontekstu ravninske i cilindrične geometrije u jednostavnom okruženju. To nam dozvoljava da usmjerimo magnetsko polje u smjeru z-osi, pa se za x i y komponente magnetnog polja, kao i za z-komponentu brzine može uvijek uzeti da su jednake nuli $B_x = 0, B_y = 0, v_z = 0$. Nadalje, sve veličine su invarijantne duž z-osi, tj. izvodimo 2.5 dimenzionalne simulacije, u kojima su ulazne i osnovne izlazne veličine gustoća ρ, moment $m_x = \rho v_x, m_y = \rho v_y$, te magnetsko polje B_z.

Primjenjuje se aproksimacija $\beta = 0$, gdje β predstavlja omjer tlaka i magnetnog tlaka ($\beta = \frac{2\mu_0 p}{B^2}$). Ishodište koordinatnog sustava je postavljeno u središte numeričke domene.

Promatraju se dvije osnovne početne konfiguracije, koje rezultiraju ravnim i cilindričnim valom. U slučaju ravnog vala sve su veličine invarijantne u smjeru y-osi, tj. veličine ovise samo o x koordinati. U cilindričnom slučaju sve veličine ovise samo o r koordinati, gdje je $r^2 = x^2 + y^2$.

U svim simulacijama se kreće od nestabilnog magnetskog polja u području izvora. Ekspanzija područja izvora nije u potpunosti pod kontrolom, tj. nije određen vremenski profil područja izvora. Sve karakteristike širenja područja izvora (akceleracija, maksimalna brzina) regulirana su neizravno smanjenjem ili povećanjem neravnoteže početne sile. Konkretnije rečeno, kreće se s početnom konfiguracijom gdje je ravnoteža sila narušena uvođenjem gradijenta magnetskog tlaka.

Konkretno, širenje područja izvora je potaknuto gradijentom magnetskog tlaka postavljanjem "paraboličkog" profila za magnetno polje unutar područja izvora:

$$B_z(x) = \sqrt{B_0^2 - bx^2} \tag{4.1}$$

gdje B_0 predstavlja magnetsko polje u $x = 0$, dok b definira profil jakosti polja unutar područja izvora. Definira se $b = \frac{B_0^2 - B_e^2}{x_0^2}$, gdje x_0 predstavlja početnu veličinu područja

izvora, B_e predstavlja jakost vanjskog magnetskog polja, izvan područja izvora. U cilindričnom slučaju upotrebljava se ista funkcija, tako da se zamijeni x sa r. Početni profil magnetskog polja se može vidjeti na slici 4.1a i 4.4a (crvena linija). Za početnu vrijednost veličine područja izvora uzelo se $x_0 = 0.1$; nakon $x = x_0$ postavlja se $B_e = 1$ i $\rho_e = 1$. U svrhu dobivanja inertnijeg područja izvora, te radi bolje vizualizacije istoga, povećava se gustoća unutar područja izvora na $\rho = 2$ (profil istaknut crvenom linijom na slikama 4.1c i 4.4c).

U početnom trenutku plazma je u stanju mirovanja, $v = 0$ (vidi početni profil iscrtan crvenom linijom na slikama 4.1e i 4.4e). Promatrani profil za B_z karakterizira gradijent magnetskog tlaka $\partial(B_z^2/2\mu_0)/\partial_x$, koji uzrokuje početnu akceleraciju plazme koja linearno raste od vrijednosti 0 u $x = 0$ do maksimalne vrijednosti na granici područja izvora (koja se u daljnjem tekstu još naziva "kontaktna površina", ili "klip"). Gibanje granice područja izvora se prati iscrtavanjem površine unutar koje je masa očuvana, tj., jednaka početnoj.

U cilindričnoj geometriji također se upotrebljavao dodatni početni profil magnetskog polja unutar područja izvora. Njegov oblik je:

$$B_z(r) = B_0 cos^2(\frac{\pi}{2}\frac{r}{r_0}) + B_e \tag{4.2}$$

gdje r_0 predstavlja veličinu područja izvora, a B_e je magnetsko polje za $r > r_0$ (crveni profil na slici 4.8a). U ovom slučaju gradijent magnetskog tlaka, te posljedično tome i početna akceleracija, iznosi nula u središtu područja izvora i na površini izvora, dok se najveća vrijednost dostiže unutar samog područja izvora, u $r/r_0 = \pi/4$. Gustoća je opet postavljena na $\rho = 2$ za $r < r_0$, te $\rho = 1$ za $r > r_0$. Premda nije namjera direktno reproducirati niti jednu određenu koroninu strukturu, treba spomenuti da dalje izložena evolucija dviju upotrijebljenih cilindričnih konfiguracija, može do određenog stupnja ocrtavati proces nastajanja koroninog vala, uzrokovanog bočnim širenjem područja izvora, okruženog vertikalnim magnetskim poljem u mirnoj koroni. Takvo širenje se može pojaviti, npr., u fazi naglog ubrzavanja koroninog izbačaja (tzv.,"lateral overexpansion"), [Kozarev i dr., 34], [Patsourakos i dr., 61], ili vjerojatno u podnožju naglo zagrijanih petlji sunčevog bljeska.

4.2. Nastanak i širenje ravninskih udarnih valova

Prvo će se analizirati nastanak i širenje okomitog udarnog vala u ravninskoj geometriji. Cilj je usporediti numerička rješenja s analitičkom teorijom ravnih magnetohidrodinamičkih valova [Vršnak i Lulić 89] te dobiti referentne rezultate za proučavanje utjecaja izbora geometrije na rješenja. Nastajanje i širenje vala je predstavljeno na slici 4.1. Pojedinačno,

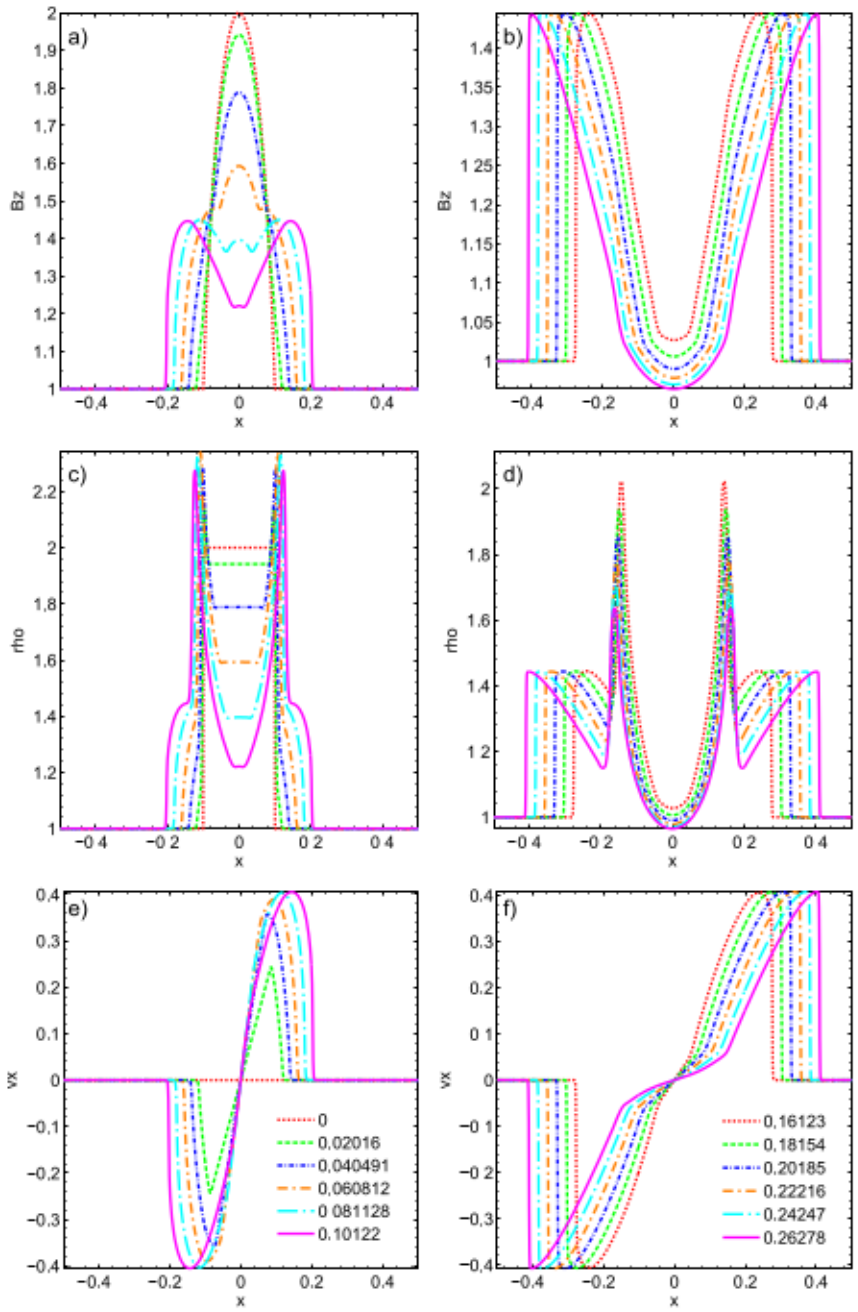
na slikama 4.1a i 4.1b profili magnetskog polja $B_z(x)$, na slikama 4.1c i 4.1d profili gustoće $\rho(x)$, te na slikama 4.1e i 4.1f profili brzine toka $v_x(x)$. Grafovi na lijevoj strani prikazuju fazu nastanka vala, dok oni s desne strane predstavljaju fazu širenja.

Kinematika raznih morfoloških elemenata uočenih na slikama profila gustoće 4.1c i 4.1d, kao što su vodeći rub valne fronte, maksimum vala, područje smanjene gustoće između vala i klipa, te granica područja izvora, su prikazani na slici 4.2.

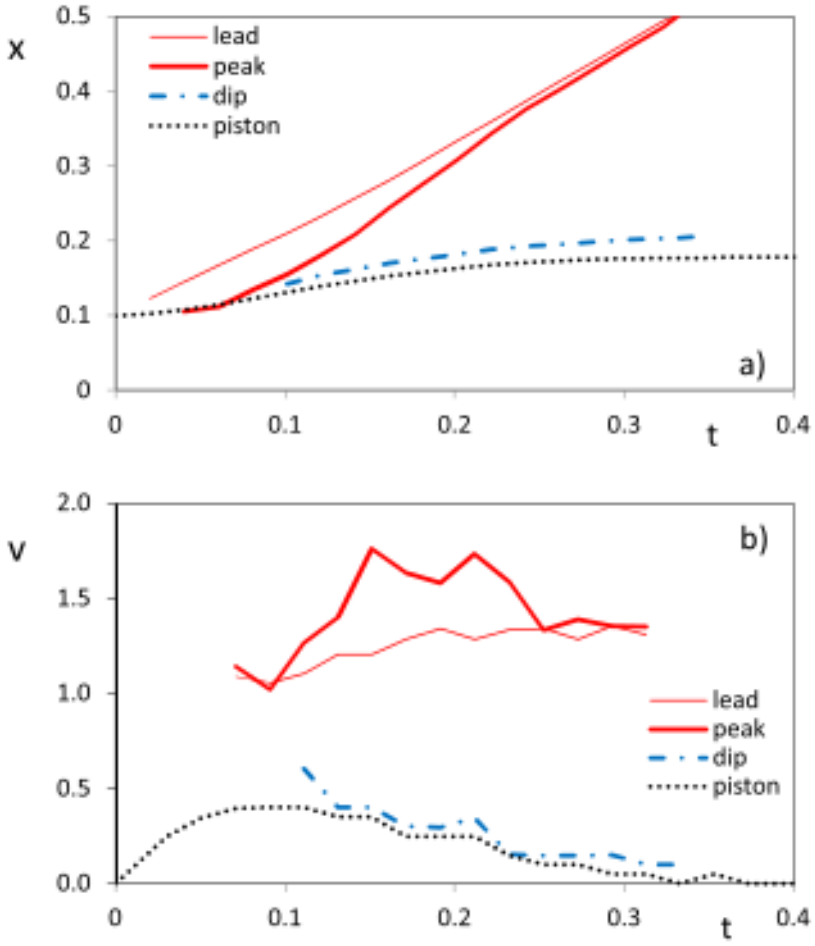
Zbog gradijenta magnetskog tlaka u nestabilnoj početnoj konfiguraciji širenje područja izvora započinje odmah u $t = 0$. Akceleracija je najveća na rubu područja izvora, dok je središte područja izvora ($x = 0$) u stanju mirovanja. U većini područja izvora, gustoća opada zbog širenja, dok u blizini kontaktne površine ona raste zahvaljujući gradijentu brzine. Kinematika tog maksimuma gustoće blisko slijedi kinematiku kontaktne površine, uz neznatno zaostajanje. Maksimalna gustoća ($\rho = 2.34$) se dostiže oko $t = 0.06$. Granica područja izvora ubrzava do $t \approx 0.1$, te dostiže brzinu od $v = 0.4$. Nakon toga, postupno se smanjuje i zaustavlja na oko $t \approx 0.35$ (vidi kinematiku na slici 4.2a). Za vrijeme faze ubrzanog širenja, brzina protoka plazme raste, dostižući vrijednost od $v \approx 0.4$ oko $t \approx 0.1$ (slika 4.1e), tj., najbrži elementi toka su usklađeni s kretanjem klipa.

Ispred kontaktne površine, nastaje valna fronta kao rezultat širenja područja izvora. Lako je uočljiva u profilu magnetskog polja i profilu gustoće na slikama 4.1a i 4.1c. Val se odvaja od područja izvora nakon $t \approx 0.1$ (tj., nakon završetka faze klipnog ubrzanja), te nastavlja sa širenjem kao slobodno propagirajući jednostavni val (za hidrodinamički analogon vidi § 101 and § 102 u [Landau i Lifshitz 35]). Uočavamo da područje snižene gustoće, koji nastaje između maksimuma vala i kontaktne površine, nikada ne pada ispod vrijednosti $\rho = 1$. S druge strane, gustoća u centralnim dijelovima područja izvora se značajno smanjuje. Valna fronta se s vremenom ustrmljuje, dok istovremeno amplituda ostaje konstantna na vrijednostima $\rho = 1.44$, $B = 1.44$, $v = 0.42$. Formiranje udarnog vala završava se u $t \approx 0.26$.

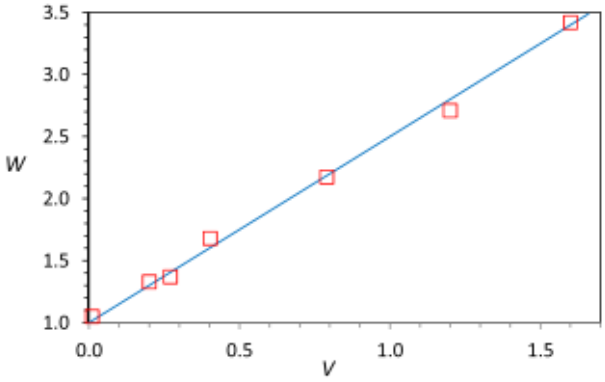
Kinematika vodećeg ruba vala, valnog maksimuma, područja smanjene gustoće (engl. *"rarefaction dip"*), te klipa mjerene na osnovu profila gustoće sa slike 4.1, prikazane su na slici 4.2. Proučavajući sliku 4.2, može se zaključiti da se većina klipnog ubrzanja odvija do $t \approx 0.08$. Nakon toga klip nastavlja gibanje približno konstantnom brzinom $v \approx 0.4$ do $t \approx 0.13$. Tijekom tog perioda amplituda vala raste, slika 4.1, te fazna brzina krijeste vala raste od $w \approx 1$ do $w = 1.76$. Istovremeno se vodeći rub valne fronte kreće sa $w \approx 1$. Krijesta vala dostiže vodeći rub oko $t \approx 0.25$ (tj., formiranje udarnog vala je završeno), nakon čega se fronta udarnog vala kreće brzinom od $w = 1.35$, što je u skladu sa Rankine-Hugoniot relacijama (A.3). Rankine-Hugoniot relacije povezuju termodinamičke veličine ispred i iza valne fronte udarnog vala. Valna fronta odlikuje se naglim porastom tlaka i gustoće, pa postoji ploha diskontinuiteta. Opisana evolucija sustava izvor/val i



Slika 4.1.: Nastanak i prostiranje okomitog udarnog vala u ravninskoj geometriji: prostorni profili magnetskog polja (a,b), gustoća (c,d) i brzina toka (e,f). Lijevi paneli (a, c, e): početak stvaranja vala (povećanje amplitude vala); desni paneli (b, d, f): faza nastanka udarnog vala (ustrmljavnje valne fronte). Početno magnetsko polje u središtu područja izvora je $B_0 = 2$. Vremena su prikazana unutar zadnja dva panela. Sve prikazane veličine su normalizirane: udaljenost x je izražena u jedinicama duljine numeričke domene $L = 1$, brzina v_x je normalizirana na Alfvénovu brzinu v_A i vrijeme je t je izraženo u jednicama Alfvénovog vremena preko duljine numeričke domene $t_A = \frac{L}{v_A}$. [Lulić i dr., 42]



Slika 4.2.: Kinematika različitih valnih obilježja i granice područja izvora (tanka puna linija je valna fronta vodećeg ruba; debela puna linija je krijesta vala; linija predstavljena sa točka-crtica označava područje smanjene gustoće; točkasta linija je granica područja izvora): a) udaljenost/vrijeme b) brzina/vrijeme [Lulić i dr., 42]



Slika 4.3.: Odnos između valne brzina w i brzine plazme v za ravninski val. Numerički rezultati (crveni kvadrati) su uspoređeni s analitičkim odnosom $w = 1 + \frac{3v}{2}$ (plava linija) dobiveni od [Vršnak i Lulić, 94].[Lulić i dr., 42]

pripadajuća kinematika su potpuno u skladu s analitičkim modelom koji su predložili [Vršnak i Lulić 89].

Nakon $t \approx 0.13$ širenje područja izvora postupno usporava, te gotovo prestaje u $t \approx 0.35$. Smanjenje gustoće između maksimuma vala i klipa, koji se formira oko $t \approx 0.11$, blisko slijedi kinematiku granice područja izvora, pri čemu je samo neznatno brži od klipa.

Izvedene su također simulacije za različite vrijednosti B_0 u svrhu određivanja utjecaja impulzivnosti širenja područja izvora na evoluciju sustava. Veći B_0 rezultira sa naglijim ubrzanjem područja izvora, što dovodi do veće amplitude udarnog vala i Machovog broja. Nadalje, udarni val nastaje ranije i bliže klipu, pa se u slučaju veoma impulzivnih širenja područje udarnog vala i područje izvora ne mogu jasno razgraničiti.

Na slici 4.3 je prikazana ovisnost fazne brzine w perturbacijskog segmenta na vrhu vala (prije nego je postao udarni val) kao funkcije odgovarajuće brzine toka $[v]$. Na grafu su prikazani rezultati za $B_0 = 1.5, 2.0, 3.0, 5.0$. Za $B_0 = 2$ također su vršena mjerenja w i v na različitim segmentima valne fronte ispred krijeste vala (najniže v-vrijednosti na slici 4.3). Rezultati su u potpunosti konzistentni sa ishodima analitičke teorije za $\beta = 0$ koju su predstavli [Vršnak i Lulić 89], gdje je ustanovljeno da je $w = 1 + \frac{3v}{2}$.

U fazi nastanka udarnog vala ponašanje vala konzistentno je analitičkoj teoriji. Nakon faze nastanka udarnog vala, za $B_0 \gtrsim 3$ što odgovara $w \gtrsim 1.8$, numerički rezultati počinju odstupati od analitičkih Rankine-Hugonitovih relacija, pri čemu se neslaganje povećava s porastom amplitude. Jednadžba kontinuiteta, te veza između Machovog broja i brzine toka plazme, ponašaju se prema očekivanjima. No veza izmeđa Machovog broja i skoka gustoće odstupa od analitičkih rezultata. Razlog tome su numerički efekti i činjenica da za veoma velike vrijednosti B_0 postaje nemoguće razlučiti kompresiju na površini područja

izvora od samog udarnog vala.

4.3. Nastanak i širenje cilindričnih udarnih valova

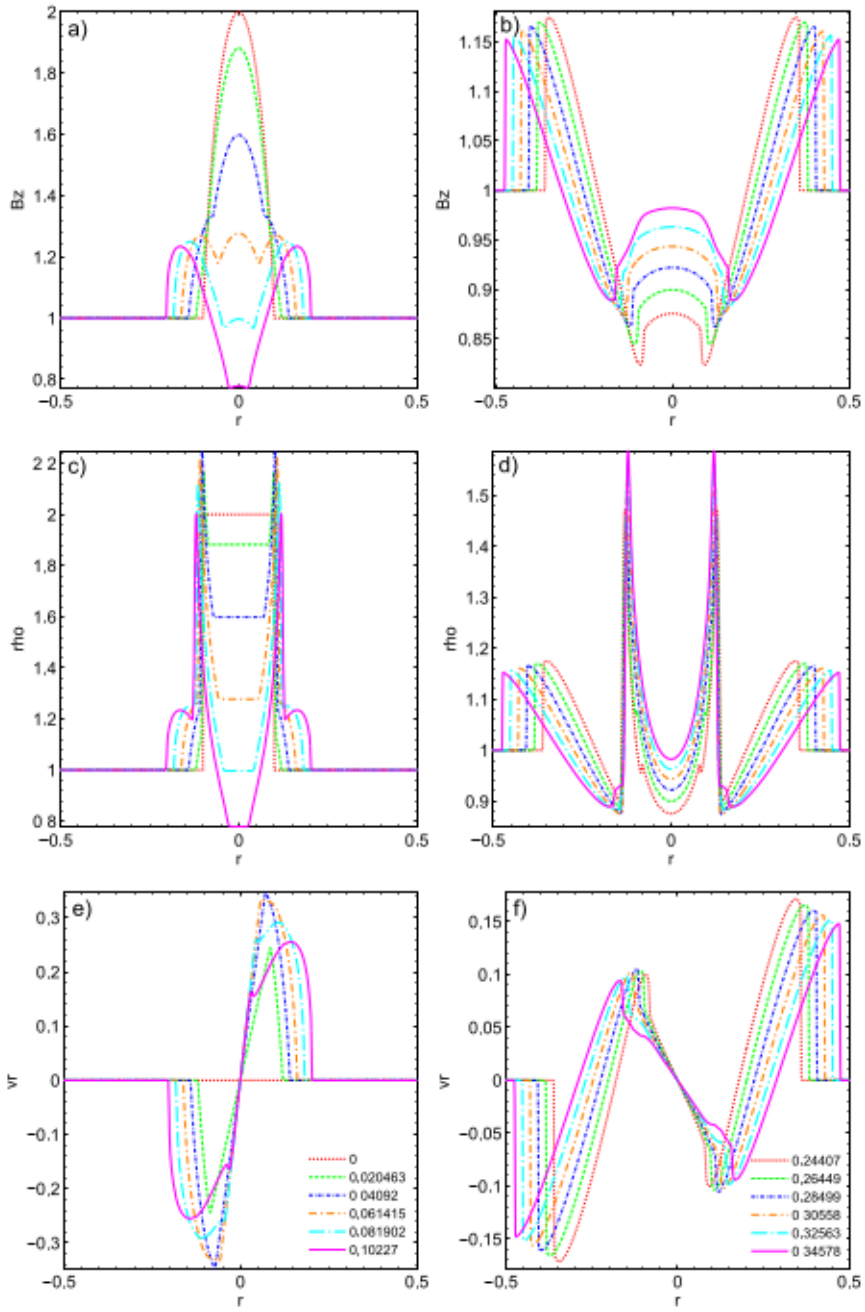
4.3.1. Nastanak vala

Na slici 4.4 je prikazan nastanak i širenje vala u cilindričnoj geometriji. Prostorni profili magnetskog polja $B_z(r)$ su prikazani na slikama 4.4a i 4.4b, profili gustoće $\rho(r)$ na slikama 4.4c i 4.4d, dok je na slikama 4.4e i 4.4f prikazana brzina toka plazme $v_r(r)$. Početno magnetsko polje i profili gustoće su definirani na isti način kao u slučaju ravninske geometrije (jednadžba 4.1), samo je izvršena zamjena $x \to r$. Grafovi u lijevom stupcu slika prikazuju fazu formiranja vala, dok oni u desnom stupcu prikazuju fazu širenja. Na slici 4.5 je prikazana kinematika raznih morfoloških elemenata vala i izvorišta.

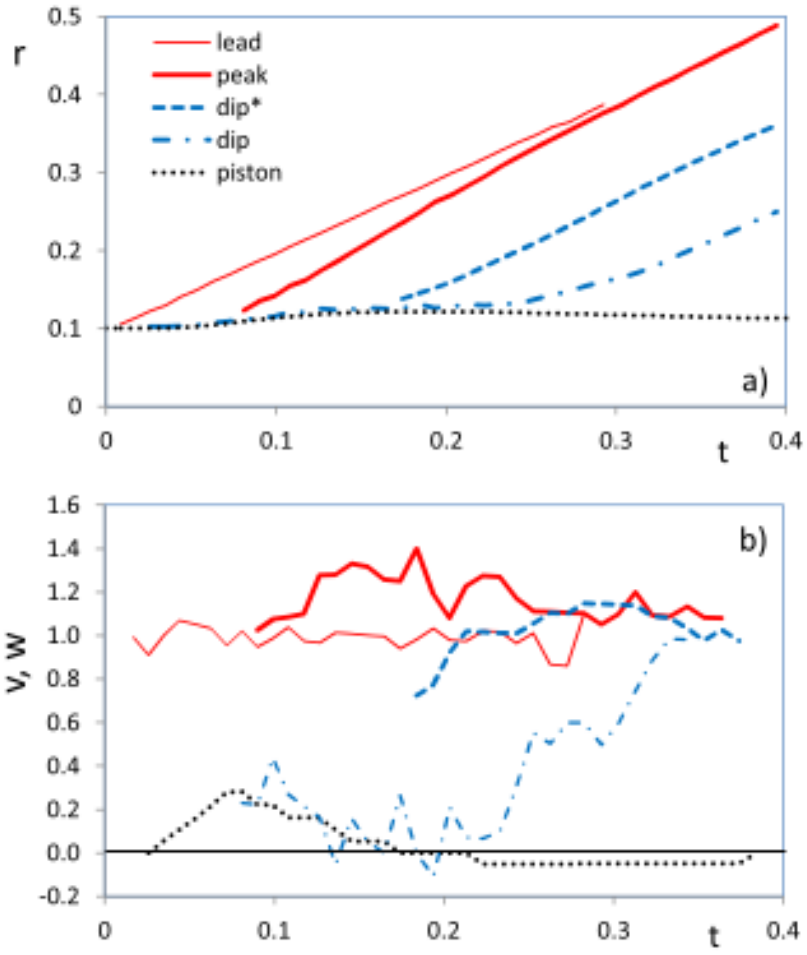
Kao i u ravninskom slučaju, širenje područja izvora započinje odmah u $t = 0$, sa najvećom akceleracijom na površini područja izvora. Središte izvorišta ($r = 0$) ostaje stalno u stanju mirovanja (slike 4.4e i 4.4f). Gustoća unutar područja izvora započinje opadati zbog širenja, dok se na kontaktnoj površini povećava zbog gradijenta brzine toka. Širenje područja izvora početno ubrzava, dostižući $v = 0.28$ oko $t \approx 0.07$ (slika 4.5).

Uočimo da je faza ubrzanja kraća nego što je to u ravninskom slučaju, maksimalna brzina klipa je znatno niža te nedostaje faza kada je $v \approx const$. Nakon što dostigne maksimalnu brzinu, klip se postupno usporava i zaustvlja oko $t \approx 0.2$, te se počinje polagano povlačiti natrag u početni položaj (vidi kinematiku prikazanu na slici 4.5). Tijekom faze ubrzanog širenja, brzina plazme raste, dostižući vrijednost od $v = 0.28$ oko $t \approx 0.04$ (slika 4.4e). Uočava se da za razliku od ravne konfiguracije, u ovom slučaju tok plazme nije u potpunosti sinhroniziran s gibanjem klipa.

Ispred ruba izvorišta, kao rezultat širenja područja izvora stvara se valna fronta. To se može lako uočiti u profilu magnetskog polja i profilu gustoće, prikazanima na slikama 4.4a i 4.4c. Val se odvaja od područja izvora oko $t \approx 0.08$. Amplitude za ρ i B su $\rho \approx 1.22$, $B \approx 1.22$. Nakon toga poremećaj nastavlja sa širenjem kao slobodno propagirajući jednostavni val. Ipak, za razliku od ravninskog slučaja, amplituda vala opada s udaljenošću (vidi sliku 4.4). Valna fronta se ustrmljuje s vremenom, dok se amplituda brzine toka plazme smanjuje. Diskontinuitet se u profilu vodećeg ruba pojavljuje u $t \approx 0.15$ (tj., započinje formiranje udarnog vala). Udarni val je u potpunosti formiran u $t \approx 0.28$, kada ima amplitudu od $\rho = 1.16$ i $v = 0.16$. Može se uočiti da su gibanja plazme unutar područja izvora složenija nego što je to slučaj u ravninskoj konfiguraciji. Također, uočavamo da se smanjenje gustoće koje se formira između valnog maksimuma i kontaktne površine, sada produbljuje do vrijednosti $\rho = 0.88$, tj., formira se područje razrijeđenja ($\rho < 1$), kao i u



Slika 4.4.: Nastanak i prostiranje okomitog udarnog vala u cilindričnoj geometriji za početni profil magnetskog polja dan sa 4.1, s $B_0 = 2$: prostorni profili magnetskog polja (a, b), gustoća (c, d) i brzina toka (e, f). Lijevi paneli (a, c, e) prikazuju početak stvaranja vala (povećanje amplitude vala); desni paneli (b, d, f) prikazuju fazu nastanka udarnog vala (ustrmljavnje profila valne fronte). Vremena su prikazana unutar zadnja dva panela. Sve prikazane veličine su normalizirane: udaljenost r je izražena u jedinicama duljine numeričke domene $L = 1$, brzina v_r je normalizirana na Alfvénovu brzinu v_A i vrijeme je t je izraženo preko Alfvénovog vremena $t_A = \frac{L}{v_A}$. [Lulić i dr., 42]



Slika 4.5.: Kinematika vala i granice područja izvora izvedena iz profila gustoće prikazanog na slici 4.4: a) udaljenost/vrijeme, b) brzina/vrijeme. Tanka puna linija je valna fronta vodećeg ruba; debela puna linija označava krijestu vala, iscrtkana linija je fronta smanjenja gustoće mjerena za $\rho = 1$; linija točka-crtica označava minimum u profilu gustoće; točkasta linija označava granicu područja izvora. Sve prikazane veličine su normalizirane: radijala udaljenost r izražena je u jedinici duljine numeričke domene $L = 1$, brzine v i w su normalizirane na Alfvénovu brzinu v_A i vrijeme t je izraženo preko Alfvénovog vremena $t_A = \frac{L}{v_A}$. [Lulić i dr., 42]

slučaju cilindričnih hidrodinamičkih valova (vidi §102 u [Landau i Lifshitz 35]).

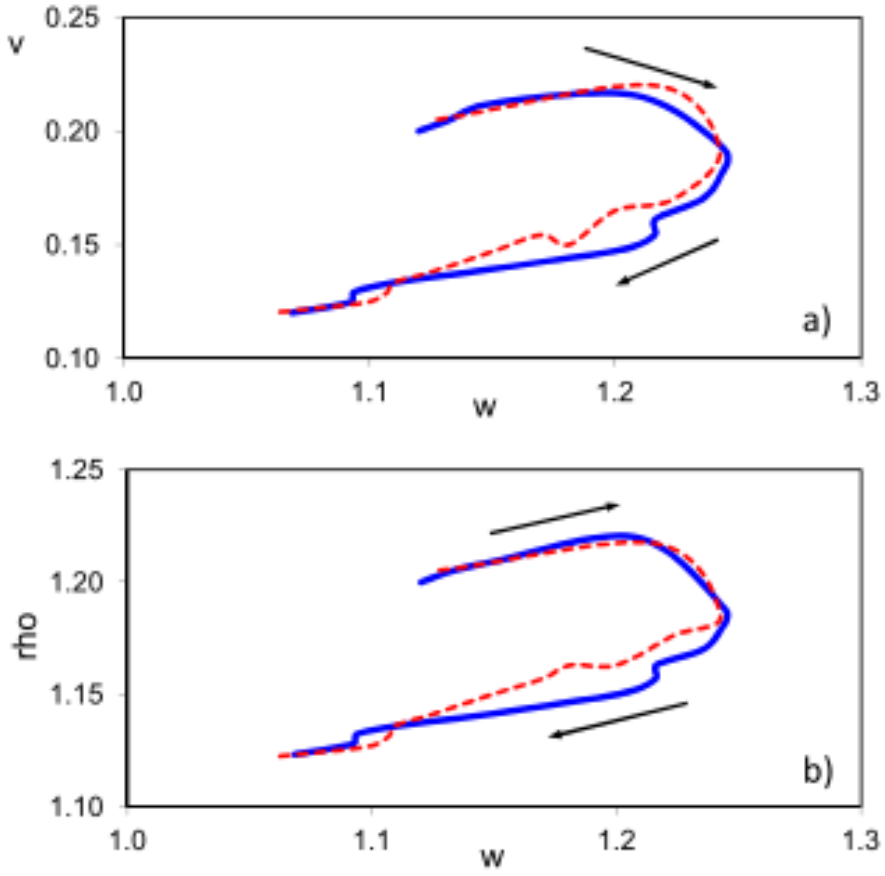
4.3.2. Valna kinematika

Na slici 4.5 prikazana je kinematika klipa i vala mjerena praćenjem razvoja profila gustoće. Usporedbom slika 4.4 i 4.5 ustanovljeno je da tijekom faze ubrzanja klipa amplituda vala prvo raste, da bi zatim počeo njen pad prije nego što je klip dostigao svoju maksimalnu brzinu. Fazna brzina krijeste vala raste od $w \approx 1$ do $w \approx 1.3$ za $t \approx 0.15$, te nakon toga postupno pada. Područje smanjene gustoće između valnog maksimuma i klipa, koji nastaje oko $t \approx 0.08$, u početku blisko prati kinematiku klipa, ali onda, nakon što depresija postane karakterizirana s $\rho < 1$ u $t \approx 0.2$, "odvaja" se od klipa i dostiže brzinu od $w \approx 1$ u $t \approx 0.35$. Uočava se da je segment depresije karakteriziran s $\rho = 1$ i giba se brzinom $w \approx 1$ cijelo vrijeme. Veza između brzine udarnog vala i brzine toka plazme je u cilindričnoj geometriji složenija nego u slučaju ravninske geometrije. To je ilustrirano na slici 4.6a, gdje je dan prikaz brzine plazme v, u ovisnosti o faznoj brzini vrha vala w. Analogno, na slici 4.6b je prikazana ovisnost maksimuma gustoće ρ, o faznoj brzini w. Može se uočiti da su prikazane vrijednosti temeljene na "izglađenim" krivuljama $w(t)$, $v(t)$, i $\rho(t)$. Prikazani grafovi pokazuju da u početku, tijekom faze formiranja vala, fazna brzina vala raste dok su amplitude od v i ρ približno konstantne, tj., samo lagano rastu. Tada, jedno vrijeme fazna brzina ostaje skoro konstantna, dok se amplituda vala smanjuje. Konačno, u trećoj fazi i brzina širenja vala i amplituda opadaju.

Brzina plazme i gustoća dostižu najveće vrijednosti otprilike u isto vrijeme kada je dostignuta maksimalna brzina klipa. Formiranje udarnog vala započinje, tj., pojavljuje se diskontinuitet u vodećem rubu valnog profila, u okolini "nosa" krivulje prikazane na slici 4.6, što se također približno poklapa sa završetkom širenja klipa. Grubo govoreći, gornje grane krivulja $v(w)$) i $\rho(w)$ odgovaraju "potaknutoj fazi" vala, dok donje grane prikazuju "utrnuće" slobodno propagirajućeg jednostavnog vala. Udarni val je dovršen u trenutku kada valna brzina dostigne vrijednost od $w \approx 1.11$ na donjoj grani krivulje.

4.3.3. Impulzivnost širenja izvorišta

Postupak predstavljen u poglavljima 4.3.1 i 4.3.2 ponovljena je za nekoliko vrijednosti maksimuma magnetskog polja u središtu područja izvora B_0, da bi se ustanovila uloga impulzivnosti širenja klipa. Konkretno, primjenjene su vrijednosti $B_0 = 1.1, 1.5, 2.0, 3.0,$ i 5.0. Snažnije polje B_0 uzrokuje impulzivnije ubrzanje klipa, što rezultira većom amplitudom vala i većom brzinom krijeste vala, te shodno tome ranijim formiranjem udarnog vala. Nasuprot tome, evolucija sustava kao i odnos između različitih parametara, kvalitativno ne ovise mnogo o impulzivnosti klipnog ubrzanja. Morfološki gledano, glavna



Slika 4.6.: Evolucija: a) amplitude brzine plazme u ovisnosti o faznoj brzini krijeste vala; b) amplitude gustoće/fazna brina krijeste vala. Puna plava i crtkana crvena linija pokazuju rezultate za početne konfiguracije definirane sa 4.1 i 4.2 s $B_0 = 2$. Strelice označavaju vremenski slijed. Brzine v i w su nomalizirane na Alfvénovu brzinu v_A. [Lulić i dr., 42]

razlika između jako impulzivnog klipnog ubrzanja i onih postupnijih jest da se u prvom slučaju udarni val formira sasvim blizu kontaktne površine. Iz tog razloga, u slučaju jako impulzivnog širenja područja izvora, nije moguće pratiti fazu formiranja udarnog vala jer se valna fronta i klip ne mogu razlučiti. S druge strane, uočeno je da se za vrijednosti $B_0 = 1.1$ i $B_0 = 1.5$ udarni val ne formira unutar numeričke domene. To implicira da u realnosti, imajući na umu disipativne efekte, koronin udarni val neće biti formiran ukoliko ubrzanje područja izvora nije dovoljno impulzivno.

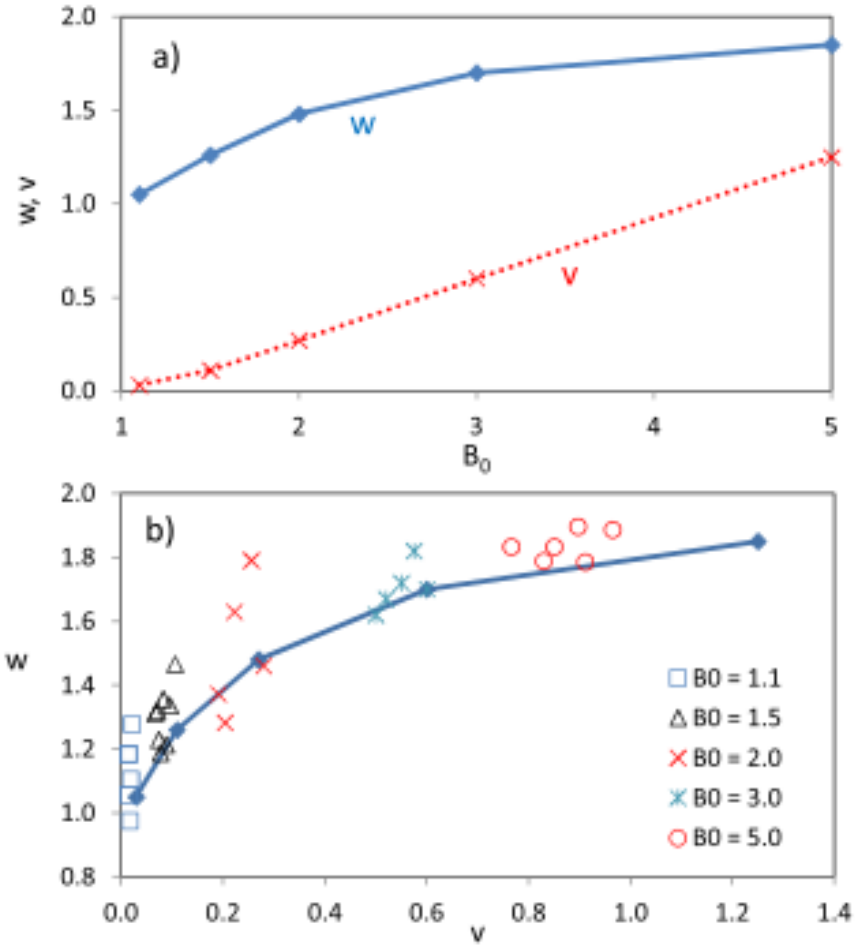
Na slici 4.7a prikazana je usporedba maksimuma brzine valne fronte i maksimuma brzine klipa za različite vrijednosti B_0. U promatranom rasponu, brzina vala je puno veća od brzine klipa, pa se udaljenost između valne fronte i klipa povećava. Ipak, graf ukazuje na činjenicu da je nakon $B_0 \sim 1.5$ maksimalna brzina klipa proporcionalna B_0. Istovremeno valna brzina pokazuje nelinearni trend, tj. nagib krivulje $w(B_0)$ se postupno smanjuje. To implicira da u slučaju jako impulzivnog širenja područja izvora možemo očekivati da brzine udarnog vala i klipa postanu usporedive, s malim odmakom.

Na slici 4.7b predstavljena je ovisnost maksimalne brzine vrha vala o maksimalnoj brzini plazme, za sve promatrane vrijednosti B_0. Prikazane točke su numeričke vrijednosti sa "nosa" $w(v)$ krivulje (ne zaglađene), analogno onoj sa slike 4.6a za $B_0 = 2$. Puna linija predstavlja maksimalne vrijednosti od w, bazirano na izglađenoj krivulji $w(v)$, prikazanoj kao funkcija maksimalne brzine klipa. Treba uočiti da je krivulja za klip pomaknuta udesno s obzirom na istaknute točke, pokazujući time da je brzina klipa donekle veća od brzine toka plazme. Razlika postaje značajnija s povećanjem brzine klipa, tj., s povećanjem impulzivnosti širenja izvorišta.

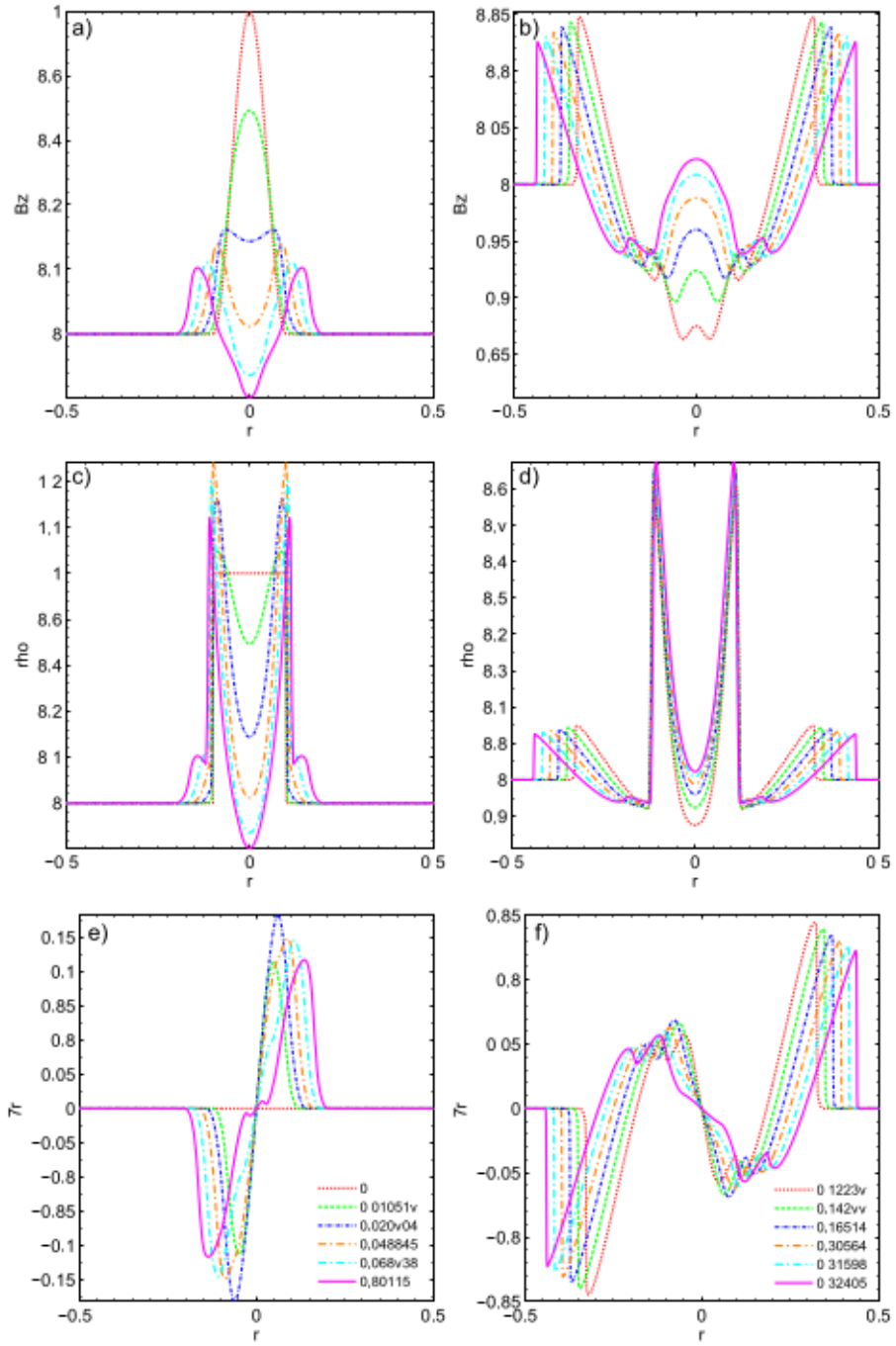
Glavni rezultat koji pokazuje slika 4.7b jest da relacija između fazne brzine vala i brzine toka plazme, $w = 1 + 3v/2$, nije valjana u cilindričnoj geometriji. Ovisnost $w(v)$ nije linearna, nego ima oblik potencijske zakonitosti. Primjenom metode najmanjih kvadrata na danim podacima, uz pretpostavljeni oblik $w - 1 = av^b$, daje ovisnost oblika $w = 1 + 0.9v^{0.45}$, s korelacijskim koeficijentom $R = 0.91$. S druge strane, povezanost između maksimalne fazne brzine vala i maksimalne brzine klipa dobro opisuje ($R = 0.99$) funkcija $w = 1 + 1.26v^{1/3}$.

4.3.4. Početna konfiguracija

Da bi se odredilo kako početna struktura magnetskog polja u području izvora utječe na proces stvaranja i evolucije vala, primjenimo i konfiguraciju magnetskog polja definiranu jednadžbom 4.2. U tom slučaju gradijent magnetskog tlaka poprima najveću vrijednost unutar područja izvora, tj. ne na rubu kao što je bio u slučaju opisanom s jednadžbom 4.1. Ishod simulacije za $B_0 = 2$ je predstavljen na slici 4.8.



Slika 4.7.: a) Maksimalna fazna brzina valne fronte (puna linija i rombovi) i brzina klipa (točkasta linija i križ) za pet vrijednosti B_0. b) Fazna brzina krijeste vala (kvadrat, trokut, križ, zvijezdce i kružnice; vrijednosti B_0 su dane u legendi). Vrijednosti su prikazane kao funkcija odgovarajuće brzine plazme. Puna linija predstavlja najveću brzinu vala kao funkciju maksimalne brzine klipa za istih pet vrijednosti B_0. Brzine v i w su nomalizirane na Alfvénovu brzinu v_A. [Lulić i dr., 42]



Slika 4.8.: Nastanak i prostiranje okomitog udarnog vala u cilindričnoj geometriji za početni profil magnetskog polja definiran jednadžbom 4.2 s $B_0 = 2$: prostorni profili magnetskog polja (a, b), gustoće (c, d) i brzina toka (e, f). Lijevi paneli (a, c, e) prikazuju početak stvaranja vala (povećanje amplitude vala); desni paneli (b, d, f) prikazuju fazu nastanka udarnog vala (ustrmljavnje profila valne fronte). Normalizirana vremena su prikazana unutar zadnja dva panela. [Lulić i dr., 42]

Analiza podataka sa slike 4.8 pokazuje da se ne pojavljuju značajnije razlike u ukupnoj kinematici vala. Da se pokažu sličnosti dvaju kinematika, na slici 4.6 su također uključeni rezultati koji se tiču nastajanja i razvoja vala određenog konfiguracijom definiranom jednadžbom 4.2.

Ipak, slika 4.8 otkriva značajne razlike u morfologiji evoluirajućeg sustava klip/val. Sada je najveći gradijent magnetskog tlaka početno stavljen unutar područja izvora, dok je na rubu nula. Najveće ubrzanje se pojavljuje za $r < r_0$, te se posljedično početna kompresija stvara unutar područja izvora. To je uzrok složenijem ponašanju toka unutar područja izvora te čini nejasnom pojavu vala, tj., granica područja izvora i val se ne mogu jasno razgraničiti, pa pojam klipa gubi smisao.

Vodeći rub vala napušta područje izvora u $t = 0.015$, dok se vrh vala odvaja od granice područja izvora u $t = 0.08$, kada dostiže najveću amplitudu ($\rho = 1.22$). Nastanak udarnog vala započinje u $t \approx 0.19$ i završava u $t \approx 0.32$, kada ima amplitudu $\rho = 1.13$ i $v = 0.13$, tj. nastaje kasnije nego u prvom slučaju, a amplituda je nesto manja. Slično, područje smanjene gustoće između vala i izvorišta je nešto "pliće" ($\rho = 0.92$).

4.4. Diskusija i zaključak o modelu ravninske i cilindrične geometrije

Predstavljene su numeričke simulacije nastanka i evolucije magnetohidrodinamičkih valova velikih amplituda. Promatrane su jednostavne osnovne početne konfiguracije u svrhu određivanja općih svojstava stvaranja magnetohidrodinamičkih udarnih valova u idealnom homogenom okruženju. Glavna svrha je dobivanje rezultata za usporedbu s rezultatima sofisticiranijih simulacija koje uzimaju u obzir realnija obilježja okruženja. Usporedbom s dobivenim rezultatima moći će se odrediti koja svojstva su posljedica osnovnih procesa, a koja su uzrokovana svojstvima okruženja. Unatoč tome, treba naglasiti da upotrijebljene cilindrične konfiguracije predstavljaju do određenog stupnja, stvaranje koroninog vala kojeg potiče lateralno širenje koroninog izbačaja u svojoj fazi impulzivnog ubrzanja ili širenje nožišta u petlji Sunčevog bljeska.

Najopćenitiji ishod, zajednički za sve analizirane situacije, jest da impulzivnije širenje područja izvora rezultira u kraćem vremenu/udaljenosti potrebnom za nastankom udarnog vala, što je u skladu sa analitičkim razmatranjima [Vršnak i Lulić, 89], [Vršnak i Lulić, 90], [Vršnak, 91], [Žic i dr., 115] i opažanjima [Vršnak, 91]. Simulacije pokazuju da u najimpulzivnijim događajima udarni val nastaje neposredno uz granicu izvorišta pa je u početku teško razgraničiti ta dva entiteta. To objašnjava zašto se u pojedinim studijama, EUV koronini valovi pogrešno identificiraju s bokovima koroninih izbačaja [Cheng i dr.,

12]. Međutim, pri malim ubrzanjima klipa valna amplituda ostaje mala i ustrmljivajne valne fronte je vrlo sporo. Dakle, erupcije s malim ubrzanjem neće rezultirati opazivim koroninim valom.

U slučaju ravninskog magnetosoničnog vala, potvrđena je veza između valne brzine i brzine toka, $w = 1+3v/2$, izvedena analitički u [Vršnak i Lulić, 89]. Na malim amplitudama numeričke simulacije također dobro reproduciraju Rankine-Hugonit relacije, nakon što je nastao udarni val. Ipak, za velike amplitude numerički rezultati odstupaju od analitičke teorije, najvjerojatnije zahvaljujući numeričkoj rezoluciji.

Cilindrična geometrija je puno interesantnija, jer pruža uvid u proces nastanka udarnog vala potaknutog s širenjem magnetske arkade i uključuje smanjenje amplitude. Uzrok tome je očuvanjem energije [Žic i dr., 115]. Analiziraju se samo najopćenitije karakteristike nastanka okomitog udarnog vala potaknutog širenjem magnetskog užeta u idealnom homogenom okruženju. Takav proces predstavlja dvodimenzionalini klipni mehanizam nastanka udarnog vala. Osnovna razlika u odnosu na ravninski slučaj (jednodimenzionalni klip), leži u činjenici da u slučaju cilindrične geometrije postoje dva konkurentna efekta uključena u proces nastanka udarnog vala. Jedan je nelinearno ustrmljivanje profila valne fronte što postoji i u ravninskoj geometriji. Drugi je pad amplitude vala sa udaljenošću, zbog očuvanju energije, što nije prisutno u ravninskoj geometriji.

Što se cilindrične geometrije tiče, promatrane su dvije početne konfiguracije: jednu sa najvećim početnim ubrzanjem na rubu područja izvora, te drugu karakteriziranu s najvećim ubrzanjem unutar tijela područja izvora. Simulacije pokazuju da, premda postoje razlike u evoluciji područja izvora, značajnijih razlika u procesu stvaranja udarnog vala nema, tj., evolucija vala je slična u oba slučaja. Najznačajniji ishod analize jest taj, da je nastanak okomitih magnetohidrodinamičkih udarnih valova moguće očekivati već kod relativno malih brzina širenja, kao što je 10-20% Alfvénove brzine. To navodi na zaključak da lateralno širenje erupcije u ranoj fazi koroninog izbačaja predstavlja pouzdan mehanizam nastajanja koroninih valova [Kienreich i dr., 28],[Patsourakos i dr., 61], [Muhr i dr., 55], [Veronig i dr., 86], [Grechnev i dr., 23], [Kozarev i dr., 34], [Liu i dr., 38], [Temmer i dr., 75]. Nadalje, simulacije pokazuju da na početku nastanka vala nije jednostavno razlučiti val od širenja područja izvora, posebno u slučaju definiranom s jednadžbom (4.2), gdje se najveće ubrzanje događa unutar područja izvora.

Analize pokazuju da se val početno ubrzava od $w \gtrsim v_A$ do maksimalne fazne brzine, koja ovisi o impulzivnosti širenja područja izvora. U fazi utrnuća, brzina vrha vala opada, $w \to v_A$. Dakle, početna i kasna faza koroninog vala se mogu upotrijebiti u svrhu dijagnostike korone jer bi mjerenja kinematike vala u fazi ubrzanja i usporenja trebala ukazivati na koroninu Alfvénovu brzinu. Slično, putujuće smanjenje gustoće, koje se formira iza vala, putuje brzinom $w \approx v_A$. Takva smanjenja se ponekad uočavaju EUV spektralnom

području, gdje se pojavljuju kao gibajuće koronino zatamnjenje iza valne fronte [Thompson i dr., 76], [Chen i dr., 11], [Zhukov i Auchère, 114], [Muhr i dr., 53]. Takva svojstva se također mogu upotrijebiti za procjenu Alfvénove brzine (v_A) u mirnoj koroni. Konačno, uočava se da područje kompresije, koje je povezano s granicom područja izvora, nakon faze ubrzanja postaje stacionarno. To je moguće povezati sa stacionarnim svjetlim područjima koja se ponekad uočavaju iza odlazećeg vala [Muhr i dr., 53].

Veza između amplitude vala i fazne brzine vala u cilindričnoj geometriji je složena. U "potaknutoj fazi" je amplituda za danu brzinu vala veća nego u "fazi utrnuća". U prijelaznom periodu između te dvije faze, jedno određeno vrijeme je fazna brzina gotovo konstantna, dok amplituda valna opada. To rezultira evolucijskim krivuljama, $\rho(w)$ i $v(w)$, u obliku petlje što je uskladu s promatranjima izloženim u [Muhr i dr., 54], gdje je ovisnost amplitude vala o valnoj brzini prikazana zatvorenom krivuljom nalik histerezi. U podpoglavlju 4.3.1 su predstavljeni rezultati u normaliziranom obliku, gdje su brzine izražene u jedinicama Alfvénove brzine, dok je vrijeme izraženo u jedinicama Alfvénovog vremena putovanja duž numeričke domene. Kao primjer uzmimo da je promjer koroninog područja izvora $2r_0 = 100$ Mm, što implicira da numerička domena predstavlja $L = 500$ Mm jer smo upotrijebili $r_0 = 0.1$. Ako pretpostavimo da je Alfvénova brzina u mirnoj koroni reda veličine $v_A = 250$ km/s [Warmuth i dr., 104], dobijemo da je Alfvénovo vrijeme putovanja $t_A = L/v_A = 2000$ s. Isto bi dobili za, npr., $L = 1000$ Mm i $v_A = 500$ km/s.

Primjenjujući te vrijednosti, može se zaključiti da val nastaje i ustrmljuje se u udarni val tipično nekoliko minuta nakon početka širenja područja izvora. To kašnjenje je kraće u slučaju većih brzina širenja izvora, tj. za veće valne brzine. Udaljenost na kojoj nastaje krijesta vala i na kojoj se val odvoji od granice područja izvora, jest u rasponu $\sim 100 - 200$ Mm. Na toj udaljenosti val postaje vidljiv. Ova vremenska kašnjenja i početne udaljenosti su u potpunosti u skladu s opažanjima Moretonovih valova [Warmuth i dr., 106], provalama tipa II [Vršnak i dr., 99] i EUV valova [Kienreich i dr., 28], [Liu i dr., 38].

Konačno, može se zaključiti da izložene simulacije pokazuju kako već i najjednostavnije početne konfiguracije dobro reproduciraju kvalitativno i kvantitativno većinu osnovnih svojstava tipičnih koroninih valova velikih amplituda i razmjera, uključujući morfologiju, kinematiku i skaliranja.

U sljedećem koraku bit će izvođene slične simulacije ali upotrebom realnijih početnih konfiguracija koje uključuju kromosferu, prijelazno područje i koronu, sve u kombinaciji sa eruptirajućom magnetskom arkadom "usidrenom" u fotosferi.

5. Udarni valovi uzrokovani erupcijom koronine arkade

Sunčeve erupcije u obliku koronih izbačaja i bljeskova, često uzrokuju propagaciju valnih poremećaja kroz koronu na globalnoj razini [Liu i Ofman 37]. Koronini izbačaji i bljeskovi uzrokuju različite poremećaje u koroni, prijelaznom području i kromosferi, kao što je to vidljivo u EUV području, području X-zrčenja, radiovalnom području, kao i u području kromosferskih spektralnih linija. Najduže poznati su tzv. Moretonovi valovi koje opažamo u spektralnoj liniji $H\alpha$ [Moreton i dr., 51]) i provale radio zračenja tipa II [Payne-Scott i dr., 63]. Fizikalno objašnjenje ova dva fenomena je razloženo u nizu radova od kojih su povijesno najvažniji [Uchida, 80], [Uchida i dr., 82] i [Uchida, 81]. U tim radovim nedvojbeno je pokazano da su uzrkovane koroninim udarnim valovima velikih razmjera.

U posljednjih desetak godina, istraživanja u ovom području snažno se intenziviralo. To je rezultiralo velikim brojem radova temeljenih bilo na opažanjima, bilo teorijskih, bilo numeričkih ili u kombiniranom pristupu. Pregled recentnih istraživačkih radova može se naći u, primjerice, §8 [Klimchuk i dr., 33] i §9 [van Driel-Gesztelyi i dr., 83]), dok su detaljni pregledi različitih aspekata koroninih valova i fenomena vezanih istraživanja predstavljeno u [Warmuth, 101], [Wills-Davey i dr., 108], [Warmuth, 102], [Gallagher i Long, 20], [Zhukov, 113], [Patsourakos i Vourlidas, 60], [Liu i Ofman, 37] i [Vršnak i Cliver, 93].

Trenutno, postoji nekoliko suprotstavljenih tumačenja uloge koroninih izbačaja i bljeskova u nastajanju globalno propagirajućih poremećaja. Najznačajnije interpretacije povezuju globalne poremećaje s magnetohidrodinamičkim valom brzog moda, magnetohidrodinamičkim valom sporog moda, te različitim oblicima restrukturiranja magnetskog polja. Međutim, najistaknutiji koronini poremećaji, koji su često povezani s $H\alpha$ Moretonovim valovima i provalama radio zračenja tipa II, mogu se objasniti samo pomoću brzih valova velikih amplituda [Uchida, 81], [Warmuth i dr., 107], [Vršnak i dr., 95], [Warmuth i dr., 105], [Warmuth i dr., 106], [Veronig i dr., 87], [Patsourakos i dr., 62], [Muhr i dr., 55], [Patsourakos i dr., 61], [Veronig i dr., 86], [Grechnev i dr., 23], [Kozarev i dr., 34], [Long i dr., 40], [Ma i dr. 43], [Muhr i dr., 53], [Kienreich i dr., 29], [Veronig i dr., 85], [Warmuth i Mann, 103], [Asai i dr., 2], [Patsourakos i Vourlidas, 60], [Shen i Liu, 71], [Shen i Liu, 70],

[Temmer i dr., 75], [Kienreich i dr., 27],.[Shen i dr., 72], [Yang i dr., 112], [Liu i Ofman, 37].

Značajnu ulogu u formiranju vala u takvim događajima ima tzv. prekomjerno eksplozivno širenje koje se javlja u ranim fazama erupcije. Kako bi razmotrili teorijsku pozadinu i fizikalno razumijevanje tih valova razmatra se eksplozivno širenje trodimenzionalnog klipa, te evolucija nastalog poremećaja u udarni val. Analitički je to pokazano u nizu radova [Vršnak i Lulić, 89], [Vršnak i Lulić, 90], [Žic i dr., 115],[Temmer i dr., 74], [Lulić i dr., 42], [Afanasyev i dr., 1]. Međutim, najučinkovitiji pristup koji može pružiti potpuno razumijevanje formiranja i evolucije valova velikih amplituda potaknutih koroninim izbačajima pod uvjetima koji vladaju u koroni je numeričko modeliranje. Ono je trenutno usmjereno u dva pravca. Jedna vrsta simulacija koristi početnu konfiguraciju koja više ili manje vjerno prati strukturu korone i koja odgovara određenom promatranom događaju. Ovaj pristup se obično koristi za simulaciju i analizu širenja određenog koroninog vala u realnom magnetskom polju koje vlada u koroni [Wu i dr., 111], [Cohen i dr., 13], [Cohen i dr., 14], [Schmidt i Ofman, 66], [Downs i dr., 19], [Schrijver i dr., 67], [Downs i dr., 18], [Selwa i dr., 68], [Selwa i dr., 69][Selwa i dr., 69], [Wu i dr., 110]. Druga vrsta simulacije polazi od početne pojednostavljene magnetske konfiguracije (često samo dvodimenzionalne), a odnosi se samo na najopćenitije karakteristike erupcije, s ciljem da se shvati temeljna priroda i uzrok najosnovnijih obilježja koroninih valova koji bi trebao biti suštinski za sve događaje [Chen i dr., 11], [Chen i dr., 10], [Wu i dr., 109], [Pomoell i dr., 64], [Wang i dr., 100], [Mei i dr., 49], [Hoilijoki i dr., 24].

Trenutno, većina numeričkih simulacija usmjerena je na razne aspekte evolucije poremećaja korone, odnosno, oni su usredotočeni na razumijevanje obilježja tzv. EUV valova (za terminologije vidi [Warmuth, 101] i [Liu i Ofman, 37]), zanemarujući posljedice u prijelaznom području i kromosferi. Iznimka je numerička simulacija koju je predstavio [Chen i dr., 9], gdje je koronina erupcija postavljena u gravitacijski stratificiranu atmosferu, gdje je realno reproducirana kromosfera, prijelazno područje i korona. Na temelju dobivenoga izlaznog zračenja, identificirani su valovi u mekom X-zračenju, EUV području i spektralnoj liniji $H\alpha$.

U daljnjem tekstu detaljno se analiziraju numeričke simulacije koje su donekle slične onoj u izvedbi [Chen i dr., 9]. Glavni cilj je kvantitativna analiza širenja koroninog vala i učincima koje izaziva u prijelaznom području i kromosferi. Posebno se usredotočilo na:

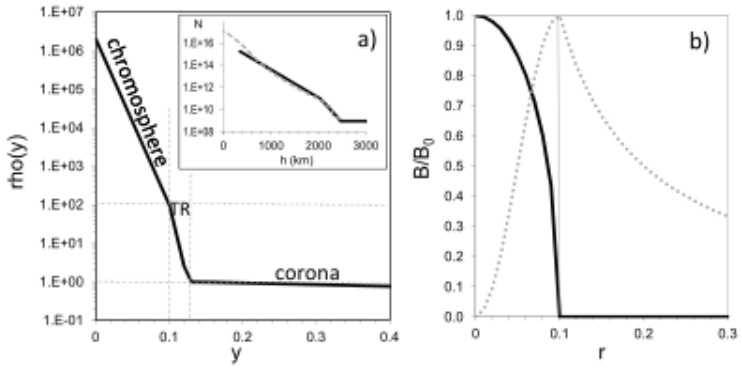
- ukupnu morfologiju i razvoj kompletnog procesa, od početne erupcije do širenja u mirnoj koroni
- povezanost kinematike poremećaja u koroni, prijelaznom području i kromosferi (tj. EUV vala, $H\alpha$ vala, Moretonovog vala)
- prostorno/vremensku evoluciju poremećaja u kromosferi

- amplitudu i brzinu plazme u kromosferskom poremećaju u ovisnosti o dubini i vremenu
- ovisnost amplitude i brzine plazme u kromosferskom poremećaju u odnosu na amplitudu vala u koroni
- uspoređivanje sa simulacijama koje ne uključuju kromosferski sloj
- razlike u odnosu na temeljna svojstva formiranja magnetohidrodinamičkog vala trodimenzionalnim klipnim mehanizmom u pojednostavljenim konfiguracijama
- uspoređivanje s analitičkim razmatranjem obilježja i razvoja kromosferskih poremećaja

5.1. Model erupcije "usidrenog" magnetskog užeta

U sljedećem razmatranju koristi se 2.5 dimenzionalni model, što znači da su sve veličine invarijantne duž z-koordinate osim komponente magnetskog polja $B_z(x, y) \neq 0$ koja je uključena u proračun. S druge strane, z-komponenta brzine će uvijek biti nula ($v_z = 0$). Osnovne ulazne i izlazne veličine su gustoća ρ, komponente brzine v_x, v_y i sve tri komponente magnetskog polja B_x, B_y, B_z. Za simulaciju se koristi dvodimenzionalna numerička domena koja sadrži 995×995 ćelija. Također koriste se i dva virtualna sloja ćelija na svakoj granici, koji se koriste za reguliranje rubnih uvjeta. Dakle, kompletna mreža sastoji se od 999×999 ćelija. Na gornjem, lijevom i desnom rubu numeričke domene primjenjuju se kontinuirani rubni uvjeti, što znači da se gradijenti svih veličina održavaju na nuli preslikavanjem vrijednosti varijabli s ruba mreže u virtualne ćelije. Na dnu numeričke domene, što predstavlja fotosferu, primjenjuju se fiksni granični uvjet da bi se reproducirala "usidrenost" magnetskog polja u inertnoj fotosferi. Sve veličine su normalizirane, na način da se udaljenosti izražavaju u jedinicama duljine numeričke domene (L=1), brzine su normalizirane na Alfvénovu brzinu v_A, dok je vrijeme izraženo u terminima Alfvénovog vremena putovanja duž duljine numeričke domene ($t_A = L/v_A$). Primjenjujemo aproksimaciju $\beta = 0$, gdje β predstavlja omjer tlaka i magnetnog tlaka ($\beta = \frac{2\mu_0 p}{B^2}$). Ishodište koordinatnog sustava je postavljeno u središte donjeg ruba.

Posebna pažnja se posvetila vertikalnom profilu gustoće u pozadinskoj atmosferi. Za reproduciranje Sunčeve atmosfere, numerička domena je podijeljena u tri područja, koji odgovaraju kromosferi, prijelaznom području i području niske korone. Gustoća podnožja korone i vrha prijelaznog područja je postavljena na $\rho = 1$. Najniži sloj, koji predstavlja kromosferu, proteže se od $y = 0$ do $y = 0,1$. U primijenjenom modelu atmosfere, u ovoj domeni gustoća se smanjuje za ≈ 5 redova veličine, sljedeći eksponencijalnu zakonitost. Sljedeći sloj, koji predstavlja prijelazno područje (TR), proteže se od $y = 0,1$ do $y = 0,125$. Tijekom tog visinskog raspona, primjenjuje se linearno smanjenje gustoće od 2



Slika 5.1.: Počtna konfiguracija ($t = 0$): a) pozadinski vertikalni profil gustoće i b) radijalni profil magnetskog polja magnetskog užeta (puna linija prikazujeB_z; točkasta prikazuje B_ϕ. Umetak na panelu a) uspoređuje primjenjeni profil gustoće (prikazan punom linijom) s modelom gustoće koji su napravili [Vernazza i dr., 84] (prikazan crtkanom linijom). [Vršnak i dr., 96]

reda veličine. Iznad $y = 0,125$ proteže se korona čija gustoća opada eksponencijalno od $\rho = 1$. Tu se primjenjuje 100 puta sporji pad gustoće nego u kromosferskom sloju. Vertikalni profil gustoća prikazan je u glavnom grafu na slici 5.1a. Primjenjeni model gustoće atmosfere je sukladan opažanjima [Vernazza i dr., 84].

Usporedba s opažačkim vrijednostima pokazuje da se model može primijeniti u simulaciji i predstavlja prilično dobro kromosferu iznad visine od 600 km, kao i prijelazno područje. Kao što će se pokazati kasnije, to je dovoljno dobra aproksimacija, jer učinci koroninog udarnog vala postanu zanemarivi ispod visine od ≈ 1000 km.

Početno magnetsko polje se sastoji od dvije komponente. Jedna komponenta je aksijalno magnetsko polje magnetskog užeta, čija os orijentirana u z-smjeru i postavlja se na visini y_0. z komponenta magnetskog polja magnetskog užeta definirana je funkcijom:

$$B_z = \sqrt{B_{z0}^2 - br^2}, \tag{5.1}$$

gdje B_{z0} predstavlja početno magnetsko polje u centru magnetskog užeta postavljenog u $x = 0$, $y = y_0$, r predstavlja radijalnu koordinatu definiranu sa $r^2 = x^2 + (y - y_0)^2$, dok $b(r)$ definira profil jakosti polja unutar užeta. Konkretno, uzet je oblik $b = \frac{(B_{z0}^2 - B_{ze}^2)}{r_e^2}$, gdje je r_e početni polumjer magnetskog užeta, a B_{ze} predstavlja vanjsko magnetsko polje, tj. polje izvan područja izvora.

Druga komponenta magnetskog polja je poloidalna komponenta definirana funkcijom:

$$B_\phi(r) = \frac{B_{\phi e}}{2}\left[\sin(\frac{\pi r}{r_e} - \frac{\pi}{2}) + 1\right], \tag{5.2}$$

gdje $B_{\phi e}$ predstavlja početnu polodialnu komponentu magnetskog užeta, na rubu užeta.

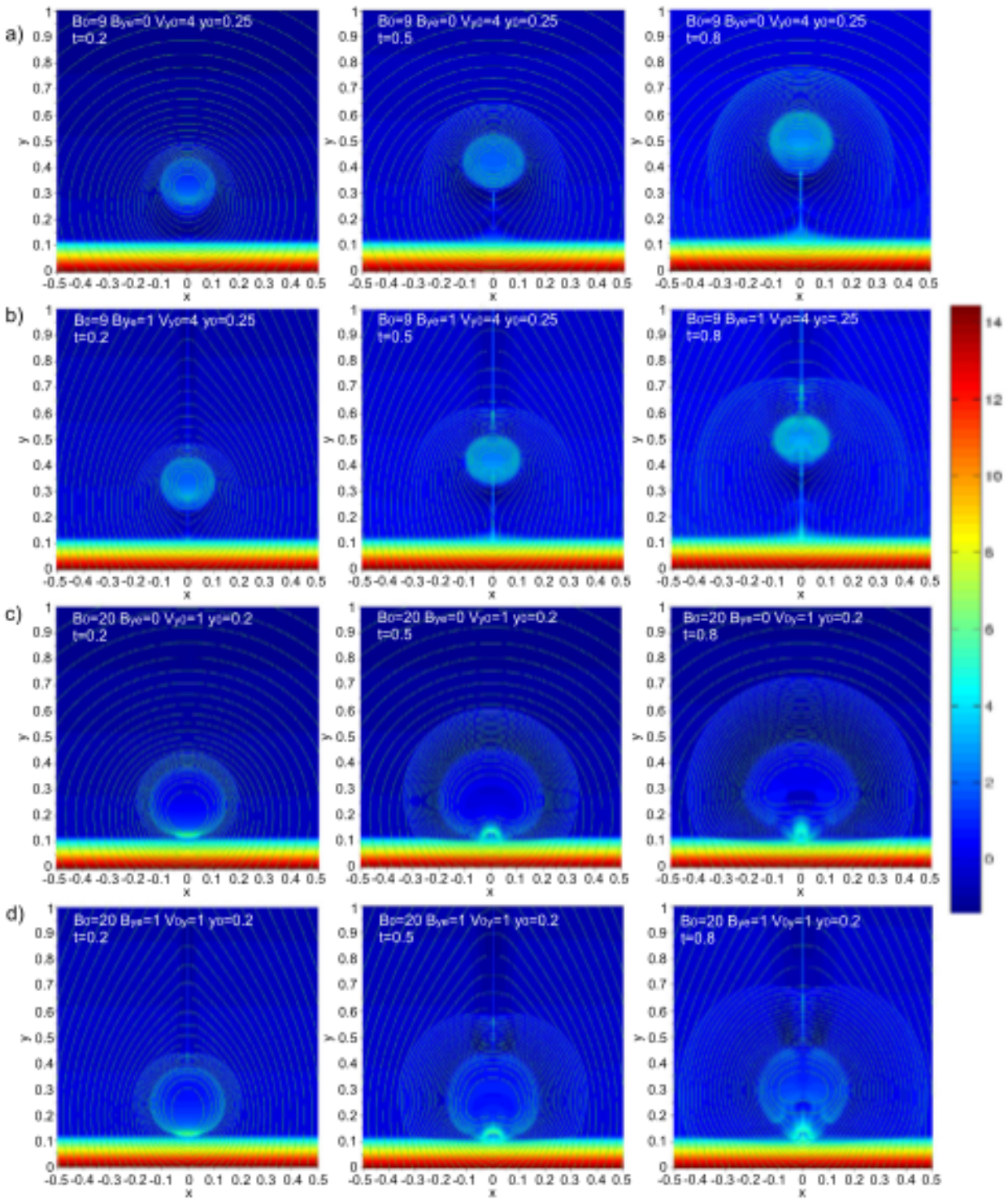
Izvan magnetskog užeta ($r > r_e$) uzima se da je $B_{ze} = 0$, dok je polodialno polje potencijalno polje $B_\phi = \frac{B_{\phi e} r_e}{r}$. Oblik polja prikazan je na slici 5.1b.

Početna konfiguracija magnetskog polja magnetskog užeta nije u ravnoteži, što rezultira njegovim eksplozivnim širenjem. Impulzivnost širenja regulirana je mijenjanjem magnetskog polja u centru magnetskog užeta. Radi olakšavanja identifikacije magnetskog užeta u simulaciji uzeto je da je gustoća magnetskog užeta 10 puta veća od okolne atmosfere. Zbog manje inercije magnetskog užeta (vrijedi ista stratifikacija kao i u okolnoj atmosferi) gornji dijelovi magnetskog užeta su jače ubrzani od donjih dijelova.

Varijable koje su mijenjane prilikom pokretanja pojedinih simulacija su početna visina magnetskog užeta y_0, radijus magnetskog užeta r_e, početna brzina v_{y0}, početno poloidalno polje na rubu magnetskog užeta je $B_{\phi e}$ i jakost središnjeg magnetskog polja B_0. Za početne vrijednosti središnjeg magnetskog polja uzete su vrijednosti $B_0 = 5, 6, 7, 8, 9, 20,$ i 50. Početna visina je poprimala sljedeće vrijednosti $y_0 = 0.20, 0.25, 0.30$, dok su vrijednosti početnih brzina iznosile $v_{y0} = 1, 2, 3, 4,$ i 5. Različite kombinacije ovih ulaznih parametara daju na uvid kako različiti oblici erupcije utječu na karakteristike valova velikih amplituda uzrokovanih tim erupcijama. Simulacija s velikim vrijednostima brzine v_{y0} i malog B_0 stvara erupciju gdje dominira dinamika u vertikalnom smjeru. Za male vrijednosti brzina v_{y0} i velike B_0 simulacija stvara erupcije kod kojih dominira početno eksplozivno širenje.

Na slici 5.2 prikazane su različite vrste erupcije. U slučajevima gdje dominira dinamika u vertikalnom smjeru u odnosu na lateralnu (bočna) ekspanziju (slika 5.2a i 5.2b), erupcija stvara karakteristični čeoni (2.5) udar ispred magnetskog užeta. Erupcija ima slab utjecaj na nisku koronu i prijelazno područje. Gotovo nema utjecaj na kromosferu, osobito ako je erupcija započela na većim visinama. S druge strane, na ova područja jako utječu erupcije koje karakterizira jaka lateralna ekspanzija i koja započinje na malim visinama. Stoga, detaljno analiziramo ishod erupcije u kojoj dominira ekspanzija. Uzimamo $y_0 = 0.2, r_e = 0.1$ i $v_{y0} = 1$, u kombinaciji s $B_0 = 10$ i 20 da bi se odredio utjecaj stupanja impulzivnosti ekspanzije na stvaranje i evoluciju poremećaja u niskoj koroni, prijelaznom području i kromosferi.

Sve simulacije sa gore navedenim ulaznim parametrima su ponovljene sa dodanim vertikalnim magnetskim poljem radi reprodukcije cijele koronine strujnice u kojoj je ugrađeno magnetsko uže te radi smanjenja nagiba linija polja u niskoj koroni i kromosferi. To vanjsko magnetsko polje je asimetrično u odnosu na $x = 0$, tj. ima istu orijentaciju kao i B_ϕ na rubovima magnetskog užeta, a B_{ye} ima uniformnu vrijednost na cijeloj numeričkoj domeni osim u $x = 0$ gdje isčezava. Cjelokupna konfiguracija je slična donjim dijelovima strukture koronine strujnice te sadrži verikalnu strujnu plohu duž $x = 0$. Zbog prisustva strujne plohe, konfiguracija vanjskog magnestkog polja u početnom trenutku nije u ravnoteži. Posljedično, duž strujne plohe pokreće se tok prema dole i odgovarajući utok plazme



Slika 5.2.: Evolucija koroninog poremećaja vođena različitim vrstama erupcije: a) i b) prikazuje erupciju gdje dominira vertikalno gibanje (slaba ekspanizija magnetskog užeta); c) i d) prikazuje erupciju gdje dominira prekomjerno širenje. Ramatrane su dvije konfiguracije koroninog pozadinskog magnetskog polja: a) i c) predstavljaju arkadnu konfiguraciju ($B_{ye} = 0$); b) i d) prikazuju konfiguraciju koronine strujnice ($B_{ye} = 1$). Bijele linije predstavljaju silnice magnetskog polja; gustoća je označena bojom (logaritamska skala; $\rho = e^{\alpha}$, α je napisan na prikazanoj skali boja). [Vršnak i dr., 96]

u strujnu plohu. Međutim, poremećaj povezan s evolucijom strujne plohe širi se relativno sporo u x-smjeru, što znači da tijekom vremenskog raspona uključenog u analizu učinci povezani sa strujnom plohom ostaju blizu $x = 0$. To je potvrđeno prostornim profilom brzine toka na različitim visinama koji ne pokazuje gibanje prije nailaska valne fronte. Zbog toga prisutnost strujne plohe utječe samo na dinamiku gornjih slojeva erupcije i na evoluciju koronalnog poremećaja povezanog s erupcijom na njegovom vrhu. Horizontalna akceleracija ruba magnetskog užeta u takvoj konfiguraciji je nešto jača nego za $B_{ye} = 0$ zbog većeg B_y polja, tj. jače $j_z \times B_y$ sile, gdje je j_z gustoća struje u magnetskom užetu. S druge strane, usporavanje ruba je jače nego u arkadnoj konfiguraciji zbog tenzije vertikalnog polja. Horizontalna kinematika ruba magnetskog užeta je donekle različita u dvjema konfiguracijama. Međutim, ta razlika samo marginalno utječe na evoluciju koroninog vala. Pri tome, na evoluciju i kinematiku poremećaja u niskoj koroni najviše utječe razlika u Alfvénovoj brzini koja je veća u konfiguaraciji koronine strujnice nego u arkadnoj konfiguraciji.

Širenje magnetskog užeta stvara poremećaj velike amplitude u okolnoj koroni čiji se vodeći rub ustrmljuje u udarni val kao rezultat nelinearne evolucije vala [Vršnak i Lulić, 89]. Na nižim koroninim visinama val se širi kao kvaziokomiti magnetosonični val brzog moda [Chen i dr., 9]. Prolaz vala kroz inertnije prijelazno područje i kromosferu uzrokuje zakašnjeli odgovor tih područja što se većinom manifestira kao silazna kompresija u obliku silaznog propagirajućeg kvazi-longitudinalnog vala brzog moda. Sljedeća analiza uglavnom je usmjerena na horizontalno širenje dijela vala u niskoj koroni i njegovog učinka na prijelazno područje i kromosferu da bi se objasnio odnos između brzih koronalnih valova i koroninih Moretonovih valova.

5.2. Rezultati modela

5.2.1. Morfologija

Na slici 5.2c i 5.2d detaljno su prikazani razvoj erupcije i vala u arkadnoj konfiguraciji i konfiguraciji koronine strujnice. U početnom trenutku $t = 0$, magnetsko uže je u centru sa koordinatama $(x; y) = (0.0; 0.2)$ i ima radijus $r_e(0) = 0.1$. To je područje veće gustoće u $t = 0$ na slici 5.2. Kao rezultat primjene nestabilne početne konfiguracije magnetskog polja ekspanzija magnetskog užeta započinje u $t = 0$. Širenje dovodi do smanjenja gustoće magnetskog užeta i slabljenja magnetskog polja magnetskog užeta. S druge strane, dolazi do sažimanja magnetoplazme u blizini magnetskog užeta, tj. stvara se valna nestabilnost koja se propagira prema van.

Dijelovi valne fronte u području vrha magnetskog užeta i na niskim visinama iznad

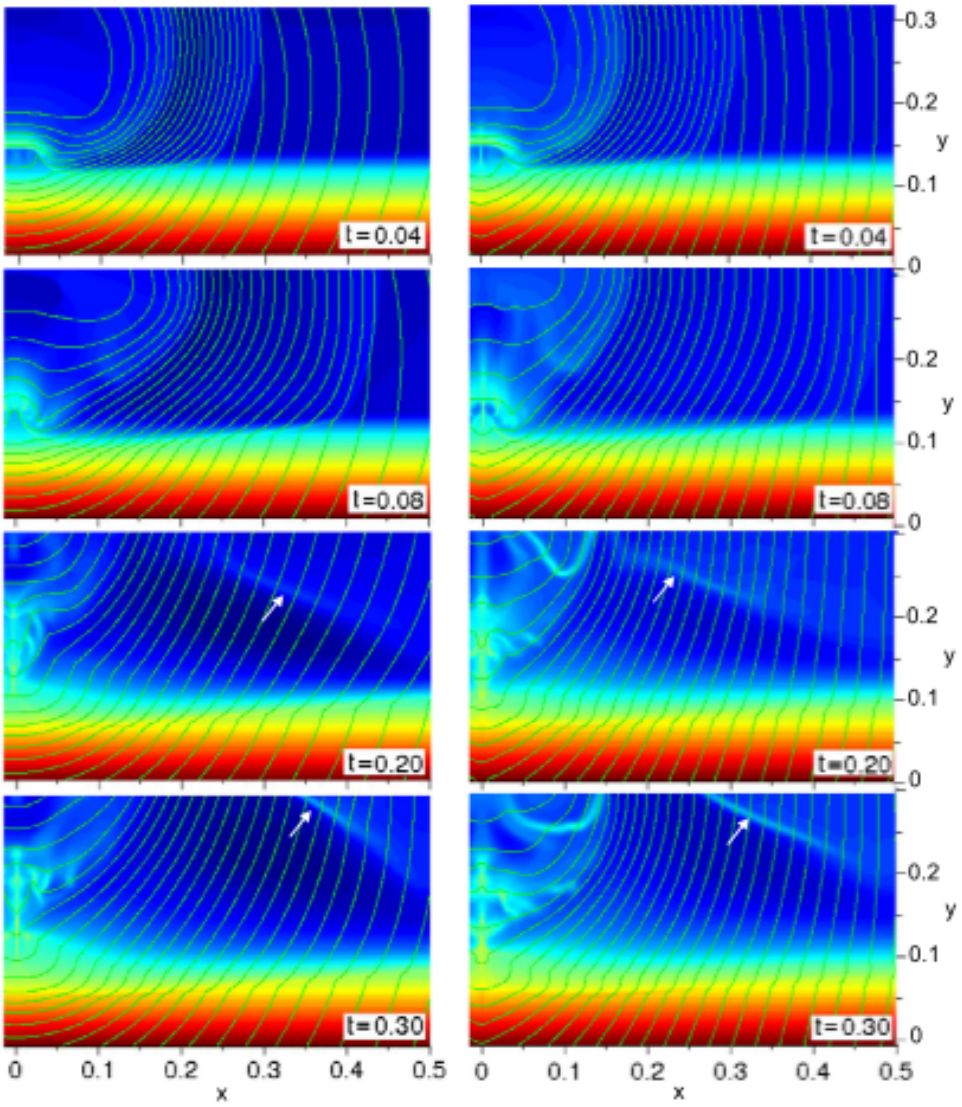
kromosfere propagiraju se kao kvazi-okomiti magnetohidrodinamički valovi brzog moda. Na visinama $y_0 \approx 0.2 - 0.4$, val je skoro potpuno okomito magnetosonični val. Slike 5.2c i 5.2d pokazuju da je val puno brži od ekspanzije magnetskog užeta, što je karakteristično obilježje vala pokrenutog klipnim mehanizmom [Vršnak, 92], [Warmuth, 101]. U slučaju strukture koronine strujnice iznad magnestskog užeta ($B_{ye} = 1$; vidi sliku 5.2d) dio valne fronte koji se širi prema gore interagira sa vertikalnom strujnom plohom što se vidi kao tanka vertikalna struktura povećane gustoće na $x = 0$. Interakcija stvara vrlo lokalizirani okomiti udarni val i vodi do deformacije vrha magnetskog užeta. Interakcija utječe samo na najgornje dijelove valne fronte i vertikalnu dinamiku magnetskog užeta. Ova interakcija ne utječe na evoluciju valne fronte u niskoj koroni niti na lateralno širenje magnetskog užeta. Kvalitativno se ovo može vidjeti usporedbom slika 5.2c i 5.2d te strogo provjeriti ispitivanjem prostornih profila brzine toka za npr. $y_0 = 0.2$ što pokazuje da nema gibanja prije dolaska valne fronte.

Na nižim visinama u području korone, te u prijelaznom području, situacija je kompliciranije zbog dva razloga. Prvo, ekspanzija magnetskog užeta je puno slabija na samom dnu užeta zbog veće inercije. Drugo, silnice magnetskog polja u kromosferi su ugrađene u vrlo gustu plazmu. Oba učinka uzrokuju jaku deformaciju silnica u prijelaznom području pri propagaciji koroninog vala. Prikaz ovog efekta dan je na slici 5.3 gdje je uvećano područje niske korone u konfiguraciji arkade (lijevi stupci) i konfiguraciji koronine strujnice (desni stupci). Gornja dva reda prikazuju fazu propagacije udarnog vala, a donja dva reda kasnu fazu poremaćaja. Obje opcije rezultiraju vrlo sličnim morfološkim i razvojnim karakteristikama vala.

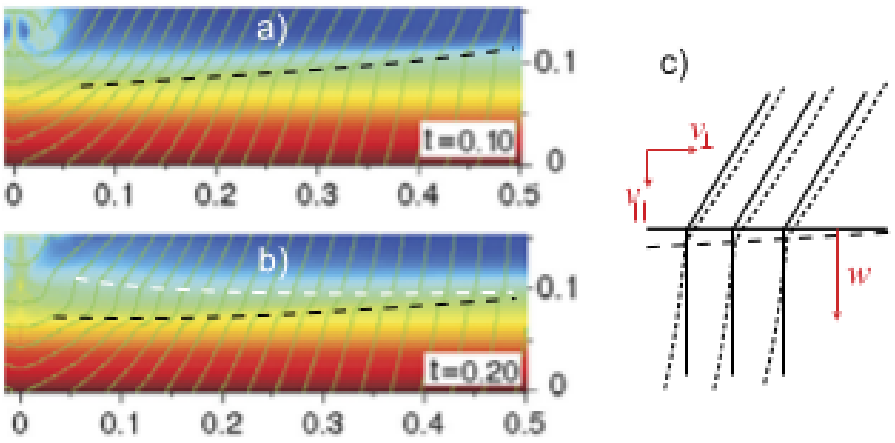
U propagacijskoj fazi povećanje tlaka u podnožju vala potiskuje prijelazno područje prema dolje, pa mu se smanjuje visina. Smetnja u danoj točki propagira prema dolje što se vidi kao propagacija deformacije silnica. Ova propagacija ima obilježje kvazi-longitudinalnog magnetohidrodinamičkog udarnog vala brzog moda. S vremenom, smetnja propagira u kromosferu, pri čemu poremećaj slabi i usporava dok prodire u gušću kromosfersku plazmu (vidi sliku 5.4).

Fronta poremećaja koja se širi prema dolje prikazana je na slici 5.4a crnom isprekidanom linijom. Kromosferski poremećaj (koja odgovara Moretonovom valu) zaostaje za poremećajem u prijelaznom području i koroninim valom. To je konzistentno sa rezultatom koji je prikazao [Vršnak i dr., 97], gdje je kinamatika EUV valova oštre valne fronte uspoređena s pripadajućim obilježjima Moretonovog vala opaženih u spektralnim linijama Hα i He I 1083 nm. Treba primjetiti da se propagacija prema dolje kvazi-longitudinalnog poremećaja može približno prikazati tzv. "switch-on" udarnim valom (vidi sliku 5.4c).

Nakon prolaska valne fronte, s vremenom započinje relaksacija sustava. To se izravno vidi na slici 5.4 po uzastopnim povećanjima visine prijelaznog područja i kromosfere,



Slika 5.3.: Uvećani prikaz područja $0 < x < 0.5, 0 < y < 0.3$ u kojima je detaljnije prikazana evolucija vala u arkadnoj konfiguraciji (lijevo) i konfiguraciji koronine strujnice (desno) u niskoj koroni, prijelaznom području i kromosferi. Vremena su dana na slikama. Bijele strelice označavaju pojavu odjeka. [Vršnak i dr., 96]



Slika 5.4.: Uvećanje područja $0 < x < 0.5, 0 < y < 0.15$ u $t = 0.1$ i 0.2 otkriva prirodu Moretonova vala. a) Gibanje prema dolje; crna crtkana linija prikazuje valnu frontu koja se giba prema dolje. b) Relaksacijski val (bijela crtkana linija). c) Skica: tanke linije predstavljaju silnice, debele linije prikazuju udarni val (crtkane linije odgovaraju situaciji prikazanoj na a), dok pune linije predstavljaju izgled silnica u približenju "*switch-on*" udarnog vala). [Vršnak i dr., 96]

što je označeno na slici 5.4b bijelom isprekidanom linijom. Na slici 5.4 se može uočiti i deformacija silnica koja se širi prema gore, s obilježjima magnetohidrodinamičkog udarnog vala sporog moda (prikazano bijelom isprekidanom linijom), uzrokovanog s gibanjem kromosfere i prijelaznog područja, prema gore.

Relaksacijsku fazu u niskoj koroni u konfiguraciji koronine strujnice i u arkadnoj konfiguraciji karakterizira stvaranje turbulentnih tokova u volumenu magnetskog užeta (donji paneli slike 5.3). S relaksacijom kromosfere i prijelaznog područja javlja se zanimljivo obilježje korone koje se očituje kao sporo-putujuće područje povećane gustoće s malim utjecajem na oblik linija magnetskog polja (označeno strelicama na slici 5.3). Ovo je svojstvo slično pojavi "odjeka" kojeg su uočili [Wang i dr., 100] vršeći simulacije isključivo na području korone. Horizontalno širenje tog poremećaja je znatno sporije nego u slučaju primarnog koroninog vala. Slika 5.3 pokazuje da se erupcija u konfiguraciji arkade širi na nešto veću visinu nego u slučaju konfiguracije koronine strujnice, gdje je zbog učinka strujne plohe ta visina nešto manja, međutim, općenito govoreći, učinak odjeka sličan je u obje konfiguracije.

Nakon prolaska primarnog koroninog EUV vala povezanog s Moretonovim valom, očekujemo prolazak znatno sporije perturbacije koja se manifestira kao gibajuće ustrojstvo povećane gustoće koje se širi postrance prema gore te je povezano sa sporom relaksacijom kromosfere i prijelaznog područja. Ta bi se pojava, zbog svog nagiba i prostornog opsega, trebala opažati kao široko i difuzno područje povećanog EUV intenziteta koje se širi iz

izvorišta puno sporije nego oštro ocrtana koronina primarna EUV valna fronta povezana s Moretonovim valom.

5.2.2. Kvantitativna analiza

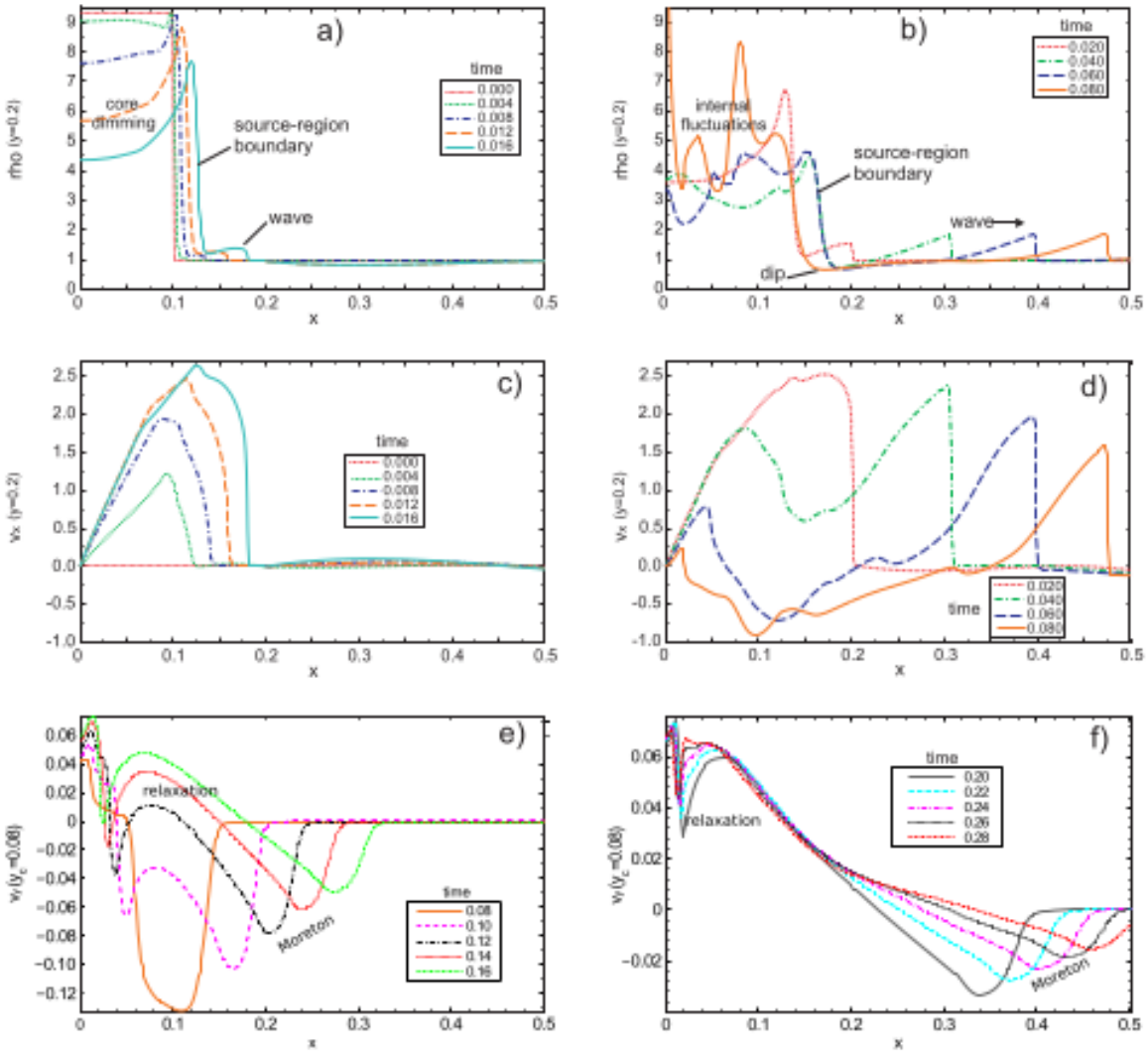
Nakon kvalitativnog opisa glavnih morfoloških obilježja stvaranja i evolucija vala, detaljnije će se analizirati kvantitativne rezultate simulacije. Prvo će se analizirati horizontalno širenje primarnog poremećaja, zatim širenje s njim povezanih kromosferskih perturbacija, te konačno ponašanje sekundarnih koroninih poremećaja.

5.2.2.1. Primarni poremećaj; horizontalni širenje

Na gornjim i srednjim panelima slike 5.5 pokazana je evolucija prostornog profila gustoće $\rho(x)$ i horizontalna brzina plazme $v_x(x)$ na visini $y = 0.2$ za konfiguraciju koronine strujnice. Na donja dva panela pokazane su vertikalne komponente brzine plazme $v_y(x)$. Početna gustoća u magnetskom užetu postavljena je na 10 puta veću vrijednost od vanjske gustoće, vrijednost aksijalnog magnetskog polja u središtu užeta je $B_0 = 20$, azimutalna komponenta magnetskog polja na površini magnetskog užeta iznosi $B_\phi = 5$. U lijevom stupcu prikazana je rana faza evolucije vala (faza nastanka), a u desnom slobodnog širenja. Odgovarajući grafovi za arkadnu konfiguraciju pokazuju vrlo slično ponašanje.

Širenje ruba izvorišta i valne fronte izmjereno je iz profila $\rho(x)$. Prvo je uspoređena kinematika valnih obilježaja u arkadnoj konfiguraciji i konfiguraciji koronine strujnice, za $B_0 = 20$. Ishod je prikazan na slici 5.6. Kinematički grafovi, u osnovi pokazuju isto ponašanje za dvije konfiguracije. Razlike su uzrokovane razlikom u koroninoj Alfvénovoj brzini koja je veća u konfiguraciji koronine strujnice zbog superponiranog polja $B_{ye} = 1$. U manjoj mjeri razlikama doprinosi različita dinamika erupcije i širenja kao što je opisano u poglavlju 5.1.

Nakon toga, uspoređuje se u konfiguraciji koronine strujnice kinematika vala vođenog erupcijom s $B_0 = 20$ sa širenjem vođenim s $B_0 = 10$ (drugi parametri su nepromjenjeni). Kinematike su prikazane na slici 5.7.



Slika 5.5.: Nastanak i horizontalno širenje koroninog udarnog vala na visini $y = 0.2$ (prikazano je samo područje $x > 0$) u konfiguraciji koronin strujnice ($B_{ye} = 1$). Lijevi paneli prikazuju nastanak vala (rastuća amplituda vala), a desni paneli pokazuju fazu širenja vala. Na najdonjim panelima prikazano je širenje Moretonovog vala i kromosferska relaksacija. Vremena su prikazana unutar panela, uz korištenje različitih vremenskih koraka na lijevim i desnim panelima. [Vršnak i dr., 96]

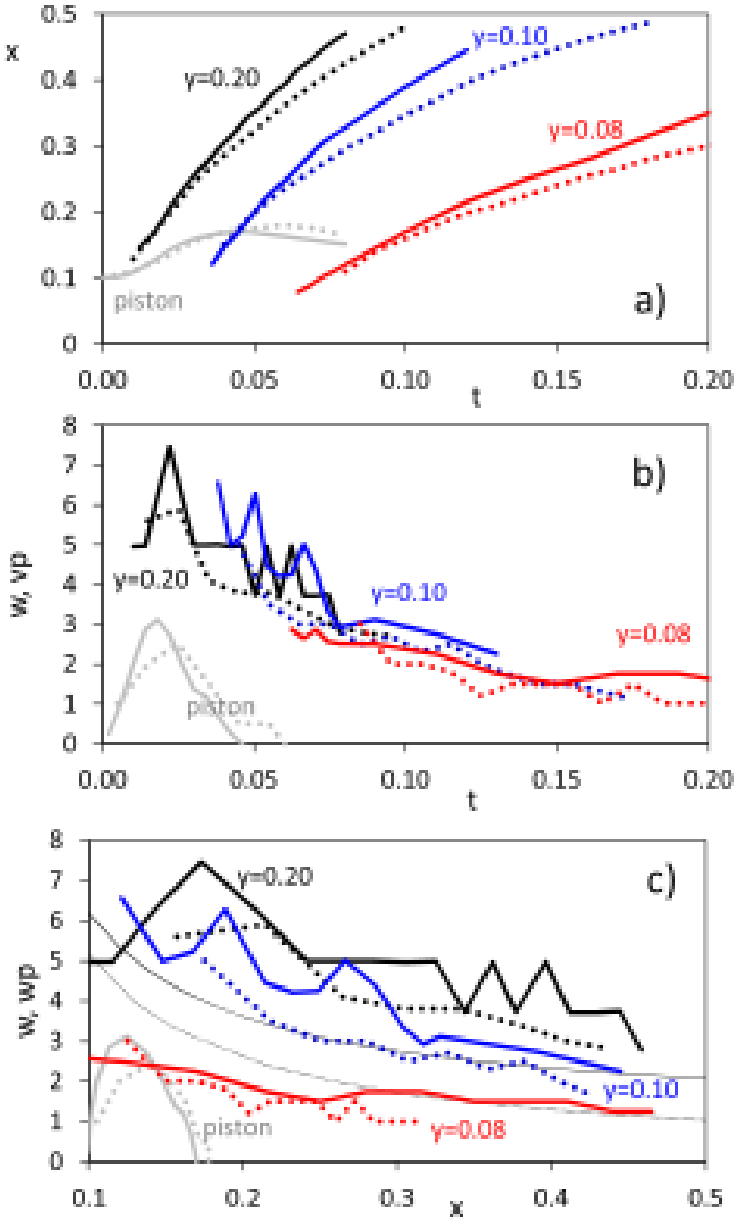
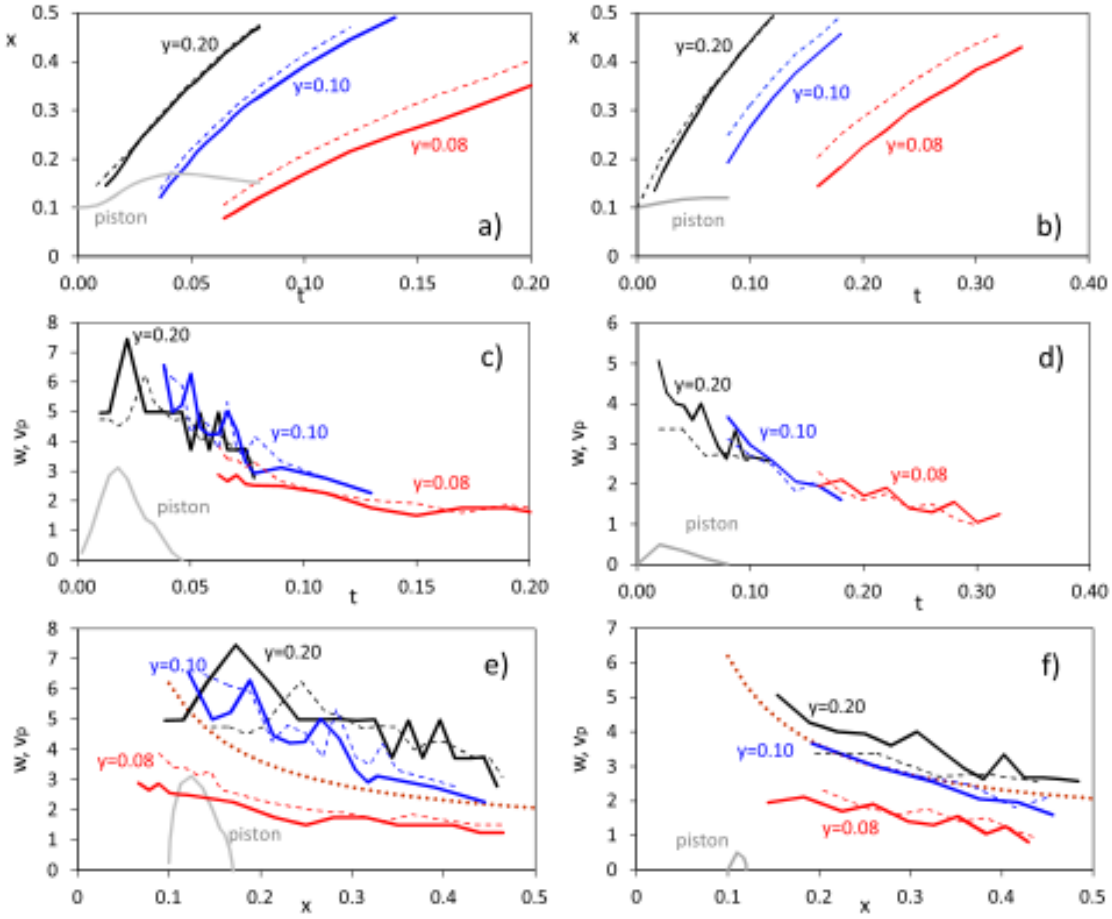


Figure 5.6.: Usporedba kinematike valne fronte u x smjeru u arkadnoj konfiguraciji ($B_{ye} = 0$ točkaste linije) i konfiguraciji koronine strujnice ($B_{ye} = 1$ pune linije) mjerene na tri različite visine ($y = 0.2$, $y = 0.1$, $y = 0.08$). Sive linije predstavlju gibanje kontaktne površine u x smjeru na visini $y = 0.2$, tj. na početnoj visini središta magnetskog užeta. Panel a) prikazuje krivulju $x(t)$ vodećeg ruba valne fronte; na panelu b) prikazane su odgovarajuće fazne brzine $w(t)$ i brzine klipa $v_p(t)$; na panelu c) te su brzine prikazane kao funkcije udaljenosti $w(x)$, $v_p(x)$; tankim crnim linijama prikzana je koronina Alfvénova brzina $v_A(x)$ na visini $y = 0.2$ ($B_{ye} = 0$ točkaste linije; $B_{ye} = 1$ pune linije). [Vršnak i dr., 96]



Slika 5.7.: Kinematike valne fronte u x smjeru u konfiguraciji koronine strujnice ($B_{ye} = 1$), mjerene na tri različite visine za $B_0 = 20$ (lijevo) i $B_0 = 10$ (desno). Vrijednost y koordinata je dana pored krivulja. Sive linije predstavljaju gibanje kontaktne površine (označeno kao "piston") na visini $y = 0.2$, tj. na početnoj visini središta magnetskog užeta. Paneli (a, b) prikazuju $x(t)$ krivulje vodećeg ruba valne fronte (crtkane linije) i valne krijeste (pune linije). Paneli (c, d) prikazuju odgovarajuće fazne brzine $w(t)$ i brzinu klipa $v_p(t)$. Paneli (e, f) prikazuju te brzine kao funkcije udaljenosti $w(x)$, $v_p(x)$; smeđa točkasta linija prikazuje koroninu Alfvénovu brzinu na visini $y = 0.2$. [Vršnak i dr., 96]

U tablicama 5.1 i 5.2 sažeti su evolucija i osnovna svojstva glavnih obilježja arkadne konfiguracije uz $B_0 = 20$ i konfiguracije koronine strujnice uz $B_0 = 20$ i $B_0 = 10$. Da bi se prikazane normalizirane udaljenosti pretvorile u veličine koje odgovaraju koroninom okruženju, potrebno je pomnožiti prikazane vrijednosti s duljinom L (km) elementa korone koji je prikazan numeričkom domenom. Analogno tome treba pomnožiti prikazane normalizirane veličine s pretpostavljenom Alfvénovom brzinom v_{A0} (km/s). Da bi se transformirala prikazana normalizirana vremena, treba ih pomnožiti s Alfvénovim vremenom $\tau_A(s) = \frac{L}{v_{A0}}$. Na primjer, uzeta je vrijednost pozadinske koronine Alfvénove brzine

Tablica 5.1.: Vremenski okvir i odgovarajući položaj najistaknutijih značajki [Vršnak i dr., 96]

Karakteristike	Arkada, $B_0 = 20$			Strujnica, $B_0 = 20$			Strujnica, $B_0 = 10$		
	t	x	y	t	x	y	t	x	y
Početak erupcije	0.0	0.00	0.2	0.0	0.00	0.2	0.0	0.00	0.2
Pojava vala za $y = 0.2$	0.008	0.10	0.2	0.008	0.15	0.2	0.015	0.15	0.2
Najveća brzina širenja užeta	0.025	0.14	0.35	0.018	0.13	0.25	0.02	0.11	0.21
Nastanak vala za $y = 0.2$	0.03	0.25	0.2	0.03	0.25	0.2	0.07	0.35	0.2
Nastank područja smanjene gustoće za $y = 0.2$	0.03	0.18	0.2	0.03	0.18	0.2	0.03	0.12	0.2
Udarni val pogađa kromosferu	0.035	0.09	0.1	0.032	0.09	0.1	0.068	0.14	0.1
Udarni val dostiže $x = 0.3$	0.039	0.3	0.26	0.035	0.3	0.27	0.052	0.3	0.31
Završetak lateralnog širenje užeta za $y = 0.2$	0.060	0.18	0.2	0.046	0.17	0.2	0.08	0.12	0.2
Udarni val pogađa prijelazno područje za $x = 0.3$	0.055	0.3	0.12	0.052	0.3	0.12	0.065	0.3	0.12
Početak uzdizanja koronine plazme $x = 0.3$	0.055	0.3	0.12	0.052	0.3	0.12	0.09	0.3	0.12
Udarni val pogađa kromosferu za $x = 0.3$	0.06	0.3	0.1	0.06	0.3	0.1	0.1	0.3	0.1
Smetnja dostiže $y = 0.08$	0.065	0.09	0.08	0.065	0.09	0.08	0.16	0.18	0.08
Nastanak sekundarnog udarnog vala za $x = 0.3$	0.08	0.3	0.3	0.08	0.3	0.3	0.11	0.3	0.35
Nastanak odjeka	0.1	0.25	0.15	0.1	0.25	0.15	-	-	-
Za $x = 0.3$ smetnja dostiže $y = 0.08$	0.14	0.3	0.08	0.14	0.3	0.08	0.24	0.3	0.08
Kromosferska relaksacija počinje u $x = 0.3$	0.2	0.3	0.1	0.2	0.3	0.1	0.16	0.3	0.1
Za $x = 0.3$ smetnja dostiže $y = 0.06$	0.45	0.3	0.06	0.45	0.3	0.06	0.6	0.3	0.06

Tablica 5.2.: Osnovna obilježja najistaknutijih karakteristika [Vršnak i dr., 96]

Karakteristike	$B_0 = 20$ Arkada	$B_0 = 20$ Strujnica	$B_0 = 10$ Strujnica
Granica magnetskog užeta (klip)			
Najveća vrijednost od v_y	5.0	3.70	2.00
Najveća vrijednost od v_x	2.5	3.11	0.50
Primarni val (korona u $y = 0.2$)			
Najveća vrijednost od w_x	5.91	7.46	5.00
Najveća vrijednost od M_A ($M_A = \frac{w}{v_A}$, Mach-Alfvénov broj)	2.52	2.00	1.31
Najveća vrijednost od X	2.65	2.00	1.31
Najveća vrijednost od v_x	2.90	2.50	0.53
Primarni val (korona u $y = 0.25$)			
Najveća vrijednost od w_x	5.95	7.50	5.00
Najveća vrijednost od M_A	2.79	2.19	1.31
Najveća vrijednost od X	2.68	2.00	1.20
Najveća vrijednost od v_x	3.50	3.00	0.83
Primarni val (kromosfera)			
Najveći w_x u $y = 0.10$	5.05	6.05	3.66
Najveći w_x u $y = 0.08$	3.00	3.94	2.30
Najveći $-v_y$ u $y = 0.10$	0.47	0.45	0.03
Najveći $-v_y$ u $y = 0.08$	0.128	0.126	0.012
Sekundarni val (odjek) (korona u $y = 0.2$)			
Najveća vrijednost od X	1.4	1.6	-
Amplituda područja smanjene gustoće	0.65	0.75	-
Najveća vrijednost od w_x	3.5	4.5	-
Najveća vrijednost od v_x	0.55	0.60	-
Najveća vrijednost od v_y	0.8	0.8	-

$v_{A0} = 300$ km/s i za numeričku domenu vrijednost $L = 600$ Mm koje odgovara produženom magnetskom užetu promjera 120 Mm. To daje Alfvénovo vrijeme putovanja $\tau_A = 2000$ s. U tom slučaju, uz $B_0 = 20$ udarni val se formira nakon 60 s na udaljenosti 150 Mm. Za kompaktnije područje izvora, npr. uzimajući $L = 200$ Mm koje odgovara magnetskom užetu promjera 40 Mm udarni val se formira na udaljenosti od 50 Mm.

Najistaknutije obilježje na slici 5.5 je oštri maksimum gustoće koji se polako širi u x-smjeru krenuvši od $x = 0.1$. To predstavlja kontaktnu površinu, tj. rub magnetskog užeta gdje se plazma gomila kao rezultat širenja magnstskog užeta. To obilježje odgovara svjetlom čeonom obodu koronina izbačaja. S druge strane, gustoća se smanjuje unutar većeg dijela magnetskog užeta zbog njegova širenja što predstavlja tzv. zatamnjenje jezgre ("*core dimming*") koje uobičajeno opažamo tijekom razvoja izbačaja.

Širenje magnetskog užeta stvara val ispred kontaktne površine što postaje vidljivo u $t \approx 0.008$. U toj fazi, koja je povezana s akceleracijskom fazom širenja magnetskog užeta (označeno sivim krivuljama na slikama 5.6b i 5.7b), amplituda vala se povećava. Valna fronta se ustrmljuje stvarajući diskontinuitet, udarni val, u $t \approx 0.03$ na udaljenosti $x \approx 0.25$ (na slici 5.7 to je trenutak kada krijesta vala dostiže vodeći rub valnog profila). Može se uočiti da je širenje vala znatno brže od kontaktne površine. Val dostiže najveću amplitudu $X = 2$ u $t = 0.036$ na udaljenosti $x = 0.3$. Odgovarajuće vrijednosti za arkadnu konfiguraciju navedene su u tablicama 5.1 i 5.2, gdje je X omjer gustoće iza i ispred fronte udarnog vala.

Lateralno širenje magnetskog užeta dostiže najveću brzinu $v_x^{max} = 3.11$ u $t = 0.018$. Nakon toga postupno usporava i zaustavlja se u $t = 0.046$, kada površina užeta dosiže udaljenost $x = 0.17$. Tijekom faze usporavnja, dolazi do smanjenja gustoće u stražnjem dijelu vala (označeno je s "*dip*" na slici 5.5b) koje najvjerojatnije odgovara prolaznom koroninom zatamnjenju koje slijedi svijetlu valnu frontu. Dubina ovog smanjenja gustoće ($\sim 20 - 30\%$) znatno je manja od onog u jezgri izbačaja ($\sim 50\%$). S vremenom se magnetsko uže počinjne polako povlačiti unazad. U toj se fazi smanjuje brzina plazme povezana s valnom frontom (vidi sliku 5.5d), amplituda gustoće ostaje približno konstanta (vidi sliku 5.5b), a brzina plazme u području smanjenja gustoće postaje negativna.

U sljedećem, se analizira horizontalno širenje smetnje na visini $y = 0.2$ (početna visina središta magnetskog užeta), $y = 0.25$ (visina središta magnetskog užeta u trenutku najbržeg lateralnog širenja), $y = 0.1$ (vrh kromosfere) i $y = 0.08$ (gornja kromosfera). Na slici 5.7 prikazana je valna kinematika na visinama $y = 0.2$, $y = 0.1$ i $y = 0.08$ u obliku $x(t)$, $w(t)$ i $w(x)$ grafova, gdje w predstavlja faznu brzinu vala. Također je prikazana kinematika lateralnog širenja magnetskog užeta (označena kao klip v_p). Tanka isprekidana i podebljana puna linija prikazuju gibanje najudaljenijeg elementa vala i valne krijeste. Trenutak kada podebljana linija dostiže tanku isprekidanu liniju označava trenutak

stvaranja udarnog vala.

Rezultati prikazani na lijevom stupcu slike 5.7 temelje se na simulaciji za konfiguraciju koronine strujnice s $B_0 = 20$. U desnom stupcu dani su rezultai za simulaciju $B_0 = 10$ (svi drugi ulazni parametri ostaju isti). Klip postiže maksimalnu brzinu $v_p^{max} = 0.5$ u $t = 0.02$ za razliku od širenja uzrokovanog s $B_0 = 20$ koje postiže maksimalnu brzinu $v_p^{max} = 3.11$ u približno istom vremenskom periodu. To znači da je širenje uzrokovano s $B_0 = 20$ više od šest puta impulzivnije od širenja uzrokovanog s $B_0 = 10$.

Usporedba lijevih i desnih panela slike 5.7 jasno pokazuje da se val širi znatno brže u prvom slučaju. Nadalje, provjeravajući profile gustoće uočava se da je amplituda vala znatno veća za $B_0 = 20$. Budući da je valna fronta stvorena impulzivnije, udarni val se stvara na puno manjoj udaljenosti i za puno kraće vrijeme. To se može vidjeti usporedbom slika 5.7a i 5.7b. U prvom slučaju udarni val se stvara u $t = 0.03$ nakon što je prešao udaljenost $\triangle x = 0.15$ od početne površine magnetskog užeta. U drugom slučaju se stvara u $t = 0.07$ nakon prijeđene udaljenosti $\triangle x = 0.25$. Za $B_0 = 20$ gustoća skače za faktor 2 na udarnom valu (vidi sliku 5.5b), dok profili gustoće $\rho(x)$ za $B_0 = 10$ pokazuju maksimalni omjer gustoće oko $X = 1.2$. Zbog toga je lokalni Machov broj Alfvénove brzine ($M_A = \frac{w}{v_A}$) puno veći u prvom slučaju što se izravno vidi na slici 5.7e i 5.7f gdje je prikazana lokalna Alfvénova brzina $v_A(x)$ na $y = 0.2$. U prvom slučaju je najviša vrijednost Machovog broja koroninog vala oko $M_A \approx 2$, dok se u drugom slučaju valna krijesta većinu vremena širi brzinom tek neznatno većom od lokalne Alfvénove brzine. To je konzistentno s Rankine-Hugoniot relacijama ($M_A^2 = X(X+5)/2(4-X)$, za okomiti udarni val s $\beta = 0$).

Slike 5.7a i 5.7b pokazuju da su kromosferska obilježja vala kasne za koroninim valom, ili drugim riječima da postoji prostorni odmak između koroninog vala i Moretonovog vala. Uzimajući za veličinu numeričke domene vrijednost $L = 200$ Mm (označeno kao kompakto područje izvora) dobivamo zaostajanje od ≈ 50 Mm koje približno odgovara opaženim odmacima [Vršnak i dr., 97]. Kašnjenje/odmak ovisi o razmatranoj kromosferskoj dubini što je očito iz slike 5.4. Kašnjenje je samo djelomično uzrokovan nagibom koronine valne fronte (predloženo kao objašnjenje [Vršnak i dr., 97]) - iz prikazanih rezultata vidi se da je fizikalno značajniji učinak inercija guste kromosfere. Efekt nagiba je važniji samo u najvišim kromosferskim slojevima, dok efekt inercije dominira u dubljim slojevima.

Slika 5.7e pokazuje da se poremećaj na $y = 0.1$ i $y = 0.08$ javlja već na $x < 0.1$, tj. ispod vanjskih dijelova magnetskog užeta (vidi šesti red tablice 5.1). Ovo je posljedica oblika, tj. nagiba koroninog vala, koji je posljedica radijalnog širenja magnetskog užeta koje stvara tokove sa značajno komponentom prema dolje u najnižim dijelovima koroninog vala.

Slika 5.7c i 5.7d pokazuju da se u danom trenutku poremećaj širi približno istom br-

zinom na svim razinama (konzistentno sa opažanjima [Asai i dr., 2]). Zbog toga odmak između koronine i kromosferske valne fronte ostaje približno konstantan (vidi sliku 5.7a), što je konzinstentno s opažanjima [Vršnak i dr., 98].

S druge strane, slike 5.7e i 5.7f otkrivaju da se na danoj udaljenosti x kromosferski poremećaj širi sporije nego koronin val jer je brzina manja na dubljim slojevima. Na $y = 0.1$ smetnja se propagira brzinom usporedivom s lokalnom Alfvénovom brzinom na $y = 0.2$, dok je na $y = 0.08$ brzina širenja znatno sporija od lokalne Alfvénove brzine na $y = 0.2$. Ovu činjenicu se treba uzeti o obzir ako se koriste Moretonovi valovi za mjerenje koronine Alfvénove brzine i magnetskog polja. (koronina seizmologija).

5.2.2.2. Primarni poremećaj-djelovanje na kromosferu

U ovom poglavlju prikazana je analiza djelovanja primarnog vala na kromosferu u konfiguraciji koronine strujnice. Nadalje, rezultati temeljeni na numeričkim simulacijama uspoređena su s analitičkim razmatranjima. Konkretno, prikazuje se ishod simulacija dobivenih primjenom vrijednosti magnetskog polja $B_0 = 10$ i $B_0 = 20$. Vrijednost magnetskog polja $B_0 = 10$ stvaraju kromosferski poremećaj koji je preslab da bi rezultirao opazivim Moretonovim valom. U slučaju kad je vrijednost magnetskog polja $B_0 = 20$ stvaraju se tipična obilježja Moretonova vala. Rezultati za arkadnu konfiguraciju su vrlo slični. Manje razlike su uglavnom vezane uz različite amplitude koroninog vala, ali se javljaju i zbog toga što su kromosferske linije polja različito nagnute, a taj nagib je veći nego u konfiguraciji koronine strujnice.

Na slici 5.8 prikazane su vertikalna komponenta brzine i gustoća plazme kao funkcija visine $(v_y(y), \rho(y))$ u $x = 0.3$ za nekoliko diskretnih trenutaka, temeljeno na simulaciji s $B_0 = 20$. Koronin udarni val dostiže udaljenost $x = 0.3$ u $t = 0.035$ i to na visini $y = 0.27$. Zbog nagiba i zakrivljenosti fronte udarnog vala, vrh kromosfere u $x = 0.3$ je poremećen znatno kasnije, u $t = 0.06$ (narančasta linija na slici 5.8). Dolazak udarnog vala uzrokuje gibanje plazme prema dolje brzinom $v_y = -0.22$ u najgornjem sloju kromosfere. Najveća brzina prema dolje na vrhu kromosfere se javlja bliže području izvora tako da u $x = 0.1$ iznosi $v_y = -0.45$. U $t = 0.14$ poremećaj na $x = 0.3$ dostiže $y = 0.08$, a brzina toka je smanjena na $v_y = -0.04$. U $t = 0.45$ poremećaj dolazi do $y = 0.06$, a brzina plazme je $v_y = -0.01$, tj. iznosi manje od 5 početne vrijednosti u $y = 0.1$.

U slučaju simulacije s $B_0 = 10$ koronin udarni val dostiže udaljenost $x = 0.3$ u $t = 0.052$ na visini $y = 0.31$. Udarni val dohvaća vrh kromosfere u $t = 0.068$ na $x = 0.14$. Na udaljenosti $x = 0.3$ udarni val pogađa kromosferu u $t = 0.105$, uzrokujući gibanje plazme prema dolje brzinom $v_y = -0.025$ u najgornjem sloju kromosfere. Sloj $y = 0.08$ je perturbiran u $t = 0.24$, brzina plazme je smanjena na $v_y = -0.01$. U $t = 0.6$ smetnja dostiže $y = 0.06$, a brzina je smanjena na samo $v_y = -0.002$.

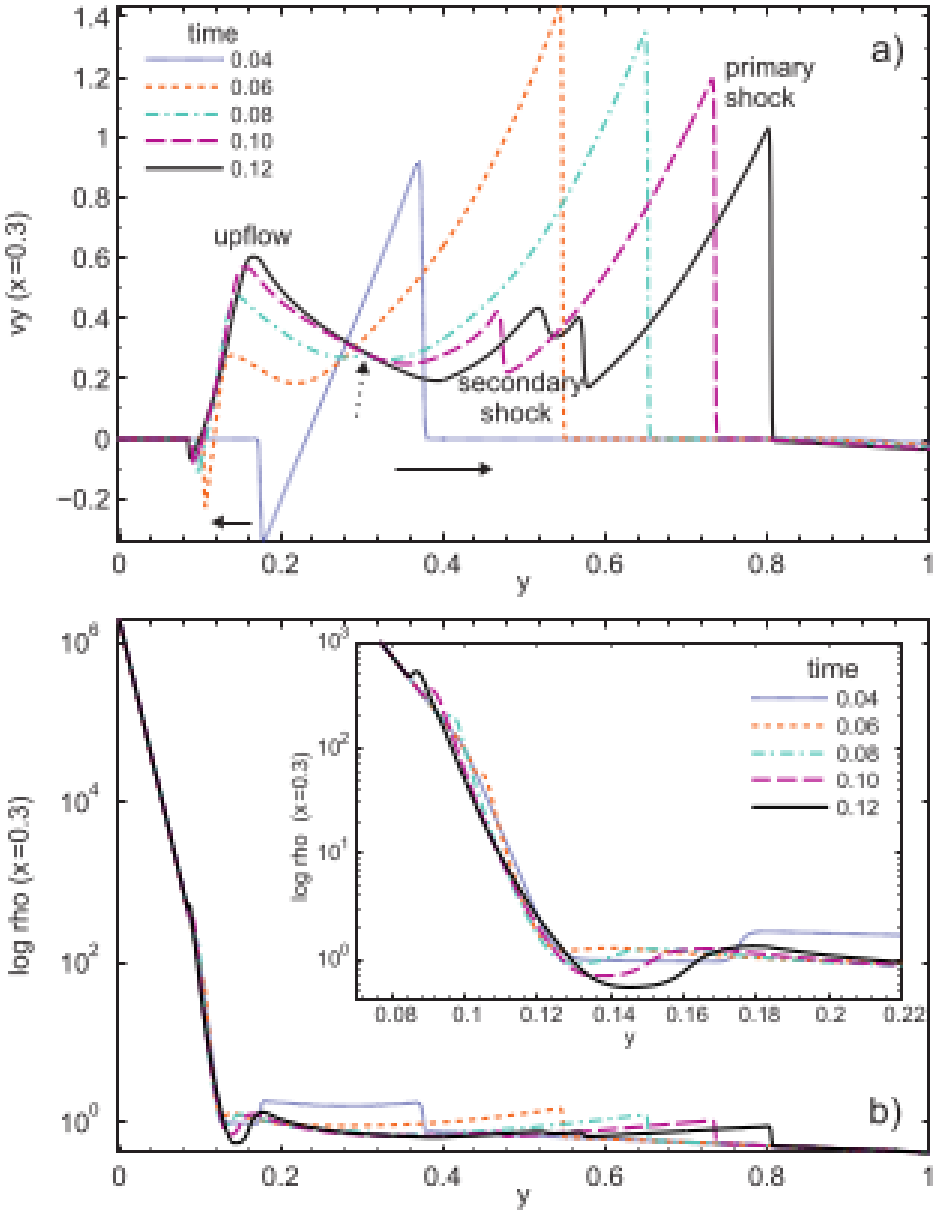
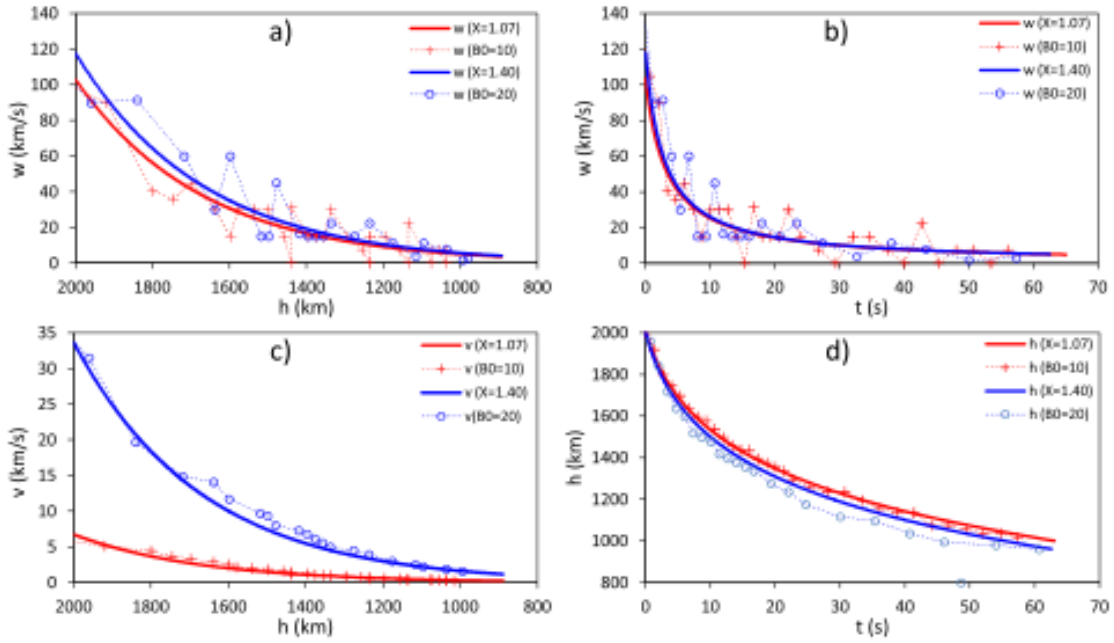


Figure 5.8.: Razvoj poremećaja na $x = 0.3$ za $B_0 = 20$: a) y komponenta brzine plazme prikazana kao funkcija od y u nekoliko diskretnih trenutaka; b) gustoća je prikazana kao funkcija od y (na umetnutnoj slici su prikazana uvećana područja gornje kromosfere i donje korone radi određivanja širenja kromosferske smetnje i nastanka reflektiranog vala ($t > 0.08$)). [Vršnak i dr., 96]



Slika 5.9.: Kromosferski odziv na koronin val mjeren u $x = 0.3$: paneli a) i b) pokazuju brzine vala prema dolje u ovisnosti o visini odnosno vremenu; panel c) prikazuje najveću vrijednost brzine plazme prema dolje u ovisnosti o visini; panel d) prikazuje vremensku ovisnost visinskog položaja valne krijeste. Numerički rezultati su prikazani za $B_0 = 20$ (plavi kružići) i $B_0 = 10$ (crveni plusevi). Analitički rezultati temeljeni na početnoj vrijednosti brzine plazme analogno simulaciji prikazani su punim linijama; crvenim za $X = 1.07$, a plavim za $X = 1.4$. [Vršnak i dr., 96]

Na slici 5.9 prikazane su crvenim plusevima i plavim kružićima kinematika poremećaja i evolucija amplitude za vrijednosti magnetskog polja $B_0 = 10$ i $B_0 = 20$ dobivene simulacijom. Pretvaranje iz bezdimenzionalnih veličina izvedeno je tako da je uzeto za visinu kromosfere $h = 2000$ km i 300 km/s za pozadinsku Alfvénovu brzinu.

U nastavku, numerički rezultati za širenje kromosferskog poremećaja uspoređuju se s analitičkim razmatranjima. Da bi se pojednostavio problem, pretpostavit će se da je magnetsko polje u gornjim slojevima kromosfere vertikalno i da je fronta udarnog vala koji se širi prema dolje horizontalna, tj. da se poremećaj koji se širi prema dolje može približno predstaviti tzv. "*switch-on*" udarnim valom (vidi sliku 5.4c).

Faktor kompresije $\frac{\rho_2}{\rho_1} = X$ za "*switch-on*" udarni val povezan je sa Mach-Alfvénovim brojem udarnog vala ([Priest, 65], [Vršnak i dr., 95]) izrazom:

$$\frac{w}{v_A} \equiv M_A = \sqrt{X} \tag{5.3}$$

gdje je $v_A = \frac{B_1}{\sqrt{\mu_0 \rho_1}}$ Alfvénova brzina u području ispred vala, a w je brzina udarnog vala. Označavajući brzinu plazme iza fronte udarnog vala s v (u sustavu mirovanja udarnog vala brzina plazme iza udarnog vala jednaka je $w - v$) očuvanje mase koje je dano s $(w - v)\rho_2 = w\rho_1$, može se zapisati u obliku:

$$\frac{v}{v_A} \equiv V = (1 - \frac{1}{X})M_A. \tag{5.4}$$

Treba primijetiti da je V ekvivalentan v_y u numeričkim simulacijama.

Da bi se postigla konzistentnost s numeričkim simulacijama, u nastavku pretpostavljat će se da je omjer tlaka i magnetskog tlaka vrlo nizak, tj. koristimo aproksimaciju $\beta = 0$. U tom slučaju očuvanje komponente impulsa u smejru širenja udarnog vala [Priest, 65] postaje

$$\frac{B_2^2}{2\mu_0} + \rho_2(w - v)^2 = \frac{B_1^2}{2\mu_0} + \rho_1 w^2, \tag{5.5}$$

gdje B_1 i B_2 predstavljaju magnetsko polje ispred i iza udarnog vala. Dijeljenjem jednadžbe s $\rho_1 v_A^2$ i korištenjem jednadžbe (5.4), dobivamo

$$\frac{B_\perp}{B_1} \equiv \chi = \sqrt{2X - 2}, \tag{5.6}$$

gdje je $B_\perp$ komponenta magnetskog polja iza fronte udarnog vala okomita na smjer gibanja udarnog vala.

Uzimajući u obzir da su u "*switch-on*" udarnom valu magnetsko polje i brzina plazme u sustavu mirovanja udarnog vala u području ispred fronte vala paralelni smjeru širenja udarnog vala (tj. oboje su paralelni normali udarnog vala), očuvanje komponente impulsa

u smjeru širenja udarnog vala i očuvanja magnetskog toka se pojednostavljuje na

$$\rho_2 v_\perp v_\parallel - \frac{B_\perp B_\parallel}{\mu} = 0 \tag{5.7}$$

i

$$v_\parallel B_\perp - v_\perp B_\parallel = 0, \tag{5.8}$$

gdje $v_\perp$i $B_\perp$ označavaju brzinu plazme i komponente polja okomite na normalu udarnog vala, dok $v_\parallel$ i $B_\parallel$ predstavljaju brzinu plazme i komponentu polja paralelnu sa normalom udarnog vala.

Kombinirajući jednadžbe (5.7) i (5.8) dobivamo

$$\frac{v_\perp}{v_A} \equiv V_\perp = \chi M_A. \tag{5.9}$$

Uočimo da se uz poznati faktor kompresije X, iz jednadžbe (5.3) može odrediti Machov broj udarnog vala. To omogućava evaluaciju brzine plazme prema dolje, V, iz jednadžbe (5.4). Nakon određivanja X, M_A i V moguće je pronaći omjer χ korištenjem jednadžbe (5.6) i omjer $V_\perp$ iz jednadžbe (5.9). Za danu vrijednost Alfvénove brzine v_A ispred fronte vala, bezdimenzionalne veličine M_A, V, $V_\perp$ također daju brzinu udarnog vala $w = M_A v_A$, kao i komponente brzine plazme $v_\parallel = V v_A$, $v_\perp = V_\perp v_A$. Za detalje pogledati A.2.3.

Prikazana razmatranja pokazuju da su kromosfeska kinematika fronte udarnog vala i evolucija brzine plazme određne ovisnošću Alfvénove brzine o visini, $v_A(h)$ i evolucijom faktora kompresije X. Treba primjetiti da je utjecaj promjene kompresije, X, relativno slab jer Alfvéno-Machov broj ovisi o korijenu omjera kompresije koji je ograničen na $1 < X < 4$. Dakle, promjene brzine udarnog vala i brzine toka povezane s promjenama kompresije, X, ograničene su do na faktor 2. S druge strane, budući da se gustoća kromosfere mijenja s visinom za oko pet redova veličine [Vernazza i dr., 84] dok se magnetsko polje ne mijenja znatno [Gary, 21], promjena Alfvénove brzine je velika i očekivano je da efekt smanjenja Alfvénove brzine dominira nad učinkom promjena omjera kompresije, X. U tom kontekstu mora se naglasiti da numeričke simulacije pokazuju kako se omjer kompresije ne mijenja puno (vidi sliku 5.8b) tijekom širenja udarnog vala kroz slojeve kromosfere. Za simulacije s vrijednošću magnetskog polja $B_0 = 10$ omjer kompresije se smanjuje od $X = 1.09$ na vrhu kromosfere do 1.07 u sredini kromosfere, dok se u simulacijama s vrijednošću magnetskog polja $B_0 = 20$ smanjuje od 1.5 do 1.3 u istom visinskom rasponu.

Na slici 5.9 prikazani su rezultati koji se temelje na jednadžbama (5.3) i (5.4) za X = konst., gdje je funkcija $v_A(h)$ izvedena koristeći isto skaliranje $\rho(h)$ kao u numeričkim simulacijama i uzimajući $B(h)$ = konst. = 10 G. Vrijednosti omjera kompresije

odabrane su tako da početna brzina udarnog vala i pridružena brzina toka na $h = 2000$ km reproduciraju vrijednosti dobivene numeričkim simulacijama. Prikazani grafovi dobro se slažu s analitičkim i numeričkim rezultatima unatoč relativno gruboj aproksimaciji magnetske konfiguracije i aproksimaciji $X =$ konst. Jedino zamjetno odstupanje se nalazi u srednjem dijelu krivulje $h(t)$ za simulaciju $B_0 = 20$ (vidi sliku 5.9d), gdje je razlika u visini udarnog vala oko 5%. To odstupanje bi moglo biti uzrokovano aproksimacijom $X =$ konst. jer se primjenjena vrijednost $X = 1.4$ razlikuje od vrijednosti u numeričkioj simulaciji ($X = 1.5 \rightarrow 1.3$) za $\pm 5\%$.

Slika 5.9 prikazuje da za relativno slabe udarne valove, kakvi su analizirani do sada, kinematika udarnog vala slabo ovisi o jakosti poremećaja korone, S druge strane početna amplituda brzine toka (vidi sliku 5.9c) jako ovisi o snazi koroninog udarnog vala. Međutim, njezina evolucija je određena ovisnošću $v_A(h)$.

5.2.2.3. Sekundarni poremećaji

Područje iza koroninog udarnog vala karakterizira jaki tok plazme prema gore i u konfiguraciji koronine strujnice i u arkadnoj konfiguraciji. Počinje se razvijati kada koronin udarni val dostiže prijelazno područje i dodatno se pojačava kada poremećaj dosegne kromosferu. To je ilustrirano na slici 5.8a gdje je prikazan razvoj vertikalnog profila y-komponente brzine plazme $v_y(y)$ na $x = 0.3$ za konfiguraciju koronine strujnice. Ishod je vrlo sličan u arkadnoj konfiguraciji - za usporedbu u tablici 5.1 i 5.2 prikazane su vrijednosti dobivene simulacijom koje su analogne prikazanima za konfiguraciju koronine strujnice. Kao rezultat zakrivljenosti fronte koroninog udarnog vala, udarni val u vertikalnom presjeku vidljiv je kao valna fronta koja se širi prema dolje (gore), karakterizirana negativnom (pozitivnom) v_y u području iza fronte udarnog vala (prikazano dvjema strelicama u blizini apscise na slici 5.8a). Kada udarni val ulazi u prijelazno područje ($t = 0.052$), započinje stvaranje uzlaznog toka plazme u nižim koroninim slojevima (vidi profil $v_y(y)$ u $t = 0.06$ na slici 5.8a). Na vodećem dijelu stvara se jasno definirani rub koji se giba prema gore brzinom $w_y \approx 0.6 - 0.7$ i karakterizira ga brzina plazme koja raste do $v_y \approx 0.65$. Budući da je širenje poremećaja određeno sa $w_y \approx v_y$ to nije val već samo konvektivni tok.

Za vrijeme ubrzavanja uzlaznog toka plazme stvara se još jedan udarni val usmjeren prema gore, između područja uzlaznog srtujanja plazme i fronte koroninog udarnog vala (prikazano kao sekundarni udarni val na slici 5.8a). Sekundarni udarni val postaje prepoznatljiv u $t = 0.08$ kao slabi poremećaj u zaleđu glavnog koroninog udarnog vala na visini $y \approx 0.3$ (označeno točkastom strelicom na slici 5.8a), a zatim se širi prema gore kao "jednostavni val" rastuće amplitude (za terminologiju vidi [Landau i Lifshitz, 35] ili [Vršnak, 92]). Sekundarni val je neznatno brži od glavnog udarnog vala i zaostaje za njim

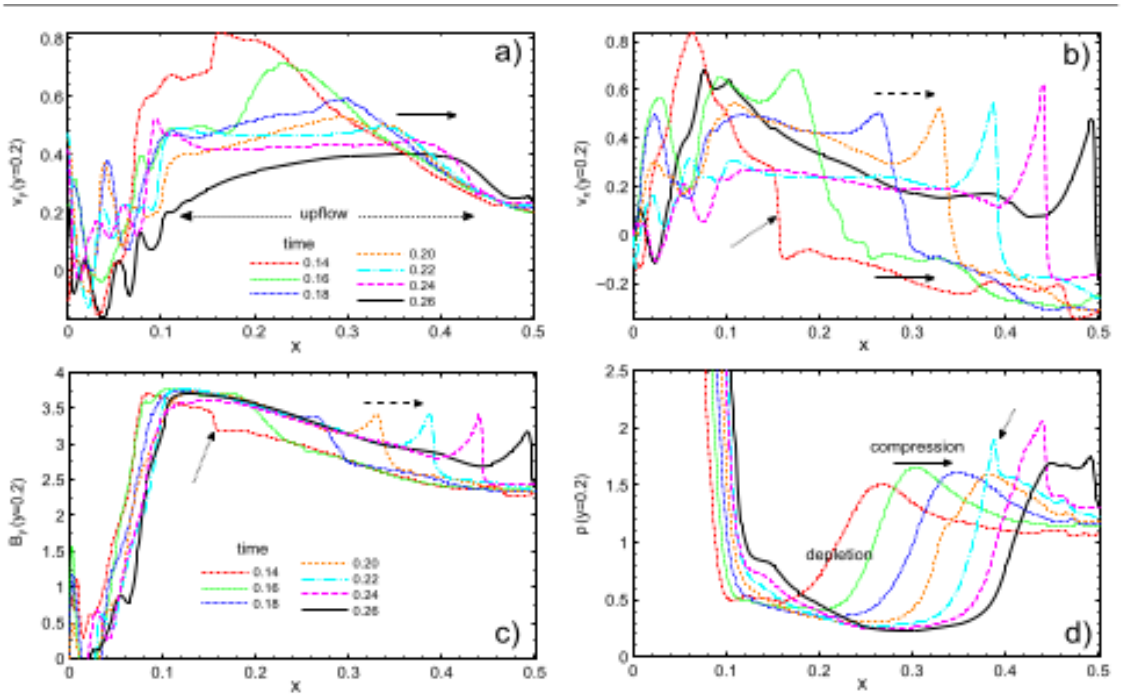


Figure 5.10.: Razvoj sekundarnih poremećaja u $y = 0.2$ u konfiguraciji koronine strujnice: a) vertikalna komponenta brzine plazme $v_y(x)$, b) horizontalna komponenta brzine toka $v_x(x)$, c) vertikalna komponenta magnetskog polja $B_y(x)$ i d) gustoća $\rho(x)$. Vremena za svaku krivulju dana su u legendi prikazanoj na panelima a) i c). Fluktuacije u pozadini eruptirajuće arkade su ograničene na područje $x < 0.12$. [Vršnak i dr., 96]

za $\triangle y \approx 0.2$. S vremenom se razlaže na nekoliko podstruktura (vidi profil u $t = 0.12$), stvarajući kvaziperiodični niz valova koji se šire prema gore u $t > 0.18$. Treba uočiti da se takvi nizovi valova ponekad opažaju u kombinaciji s EUV valovima [Liu i Ofman, 37].

Širenje područja uzlaznog strujanja plazme, koje počinje već oko $t \approx 0.05$ (vidi sliku 5.8a) popraćeno je njegovim prostiranjem u x-smjeru (vidjeti horizontalnu punu strelicu na desnoj strani slike 5.10a) prateći horizontalno širenje koroninog udarnog vala. Ovaj poremećaj je također povezan sa širenjem područja povećane gustoće prema van koje je povezano s postupnom promjenom horizontalne brzine toka plazme $v_x(x)$ (pogledati horizontalni segment desne strane profila na slici 5.10b čije je širenje označeno strelicom pune linije). U $y = 0.2$ oko $t \approx 0.14$ stvara se novo ustrmljavanje $v_x(x)$ i $B_y(x)$ u području uzlaznog strujanja (označeno točkastom strelicom na slikama 5.10b i 5.10c), koje se širi u x-smjeru srednjom faznom brzinom $w \approx 3$ (označeno horizontalnom isprekidanom strelicom na desnoj strani slike 5.10b i 5.10c) koja je gotovo 2 puta sporija od primarnog vala. Najveća brzina $w_{max} \approx 4.5$ postignuta je u trenutku $t = 0.17$ kada val doseže $x = 0.22$ što je gotovo 2 puta sporije od $w_{max} = 7.5$ dobivene za primarni val. Uspoređujući položaj horizontalno-širećeg obilježja kompresije sa slikom 5.3, otkriva se da odgovara

svojstvu jeke. Ampitude ove smetnje su $v_x = 0.5 - 0.6$ (promjenjivo), $v_y = 0.8 \rightarrow 0.4$ (kotinuirano se smanjuje) i $X = 1.4 - 1.6$ (promjenjivo). Treba naglasiti da putujuća kompresija gustoće stvara oštri rub u $t = 0.22$ (označeno točkastom strelicom na slici 5.10d), postižući vrijednost $\rho \approx 2$. Područja povećane gustoće slijedi područje smanjene gustoće, gdje je gustoća smanjena na $\rho \approx 0.25$. Uspređujući amplitudu ovog smanjenja gustoće s onom koja prati primarni udarni val, nalazimo da je ovo novo smanjenje gustoće puno veće i pokazuje puno naglašeniju propagaciju prema van. Prema tome, prolazna zatamnjenja koja prate EUV valove vjerojatnije su uzrokovana smanjenjem iza sekundarne smetnje nego iza primarne smetnje.

Iz gore navedenog može se zaključiti da su uzlazno strujanje i njegovo širenje u obliku kosog vala uzrokovani djelomičnom refleksijom primarnog koroninog vala u prijelaznom području i kromosferi. Dio dolaznog vala ulazi u kromosferu, a ostatak se reflektira natrag u koronu. Slika 5.10 otkriva da čeonu kompresiju u reflektiranom obilježju prati smanjenje gustoće u prijelaznom području i nižim slojevima korone. Zaključak je da to obilježje odgovora prolaznom "zatamnjenju" iza EUV vala.

U simulacijma s $B_0 = 10$ ne zapaža se nikakvo jasno prepoznatljivo obilježje odjeka. Umjesto toga postoji samo niz valova koji se najbolje vidi na grafovima $v_x(x)$ nakon $t = 0.14$. To ukazuje da slabe erupcije mogu proizvesti samo jedan opaziv poremećaj, a to je glavni val. Glavni val se u tim slučajevima giba konstantnom brzinom koja je bliska lokalnoj magnetosoničnoj brzini. Također se, ne očekuje nikakvo obilježje odjeka u erupcijama gdje verikalno gibanje dominira nad lateralnim širenjem, kao što su one prikazane na slici 5.2a i 5.2b. Ni u jednom slučaju nije očekivana pojava Moretonovog vala koji se može detektirati. S druge strane, erupcije koje karakterizira dovoljno jako bočno širenje trebale bi stvoriti Moretonov val zajedno s brzim primarnim EUV valom i dodatno sporije EUV obilježje koje se širi iza primarnog vala kao što se to opaža u slučaju jakih erupcija [Liu i Ofman, 37].

6. Diskusija i zaključak

Prikazane simulacije otkrivaju da čak i model koji razmatra vrlo jednostavne konfiguracije erupcije u vrlo jednostavnom okruženju rezultira složenim odzivom okolne atmosfere. Simulacije otkrivaju veliku raznolikost pojava uzrokovanih erupcijom i dobro reproduciraju opažena obilježja koja su povezana s erupcijama. Detaljna analiza daje kvantitativne relacije između karakteristika erupcije i evolucije odziva atmosfere i otkriva fizikalnu prirodu raznih opaženih obilježja. Najistaknutiji učinak koji stvara erupcija je primarni poremećaj u obliku magnetohidrodinamičkog udarnog vala brzog moda koji se širi u svim smjerovima ispred ekspandirajućeg izvorišta. Važno je naglasiti da je širenje područja izvora subsonično: prema slici 5.7e najveći Alfvéno-Machov broj područja izvora je $M_A \approx 0.5$ i $M_A \approx 0.1$ za simulacije s $B_0 = 20$ i $B_0 = 10$. Prema tome stvaranje vala uzrokovano je nelinearnim razvojem fronte poremećaja velike amplitude potaknute klipom koji se širi subsoničnom brzinom [Vršnak i Lulić, 89] i [Lulić i dr., 42]. Početna amplituda i ustrmljenost valne fronte je veća za impulzivnije širenje izvorišta, tako da je ustrmljavanje profila fronte brže nego za sporije širenje. Posljedično, udaljenost i vrijeme potrebno za stvaranje udarnog vala je kraće za snažnije erupcije, a amplituda udarnog vala je veća [Vršnak i Lulić, 89], [Vršnak i Lulić, 90], [Vršnak, 91].

Za dva analizirana širenja izvorišta u konfiguraciji koronine strujnice koja postižu $M_A \approx 0.5$ i $M_A \approx 0.1$ unutar $t \approx 0.02$, udarni val se stvara u $t = 0.03$ i 0.07 na udaljenosti $x = 0.25$ i $x = 0.35$ (vidi 5.1). Uzimajući za pozadinsku koroninu Alfvénovu brzinu vrijednost $v_{A0} = 300$ km/s i uzimajući za veličinu numeričke domene $L = 450$ Mm (što odgovara Alfvénovom vremenu putovanja $\tau_A = \frac{L}{v_{A0}} = 1500$ s) dobiva se da su odgovarajuća vremena stvaranja udarnog vala (udaljenosti) $\tau = t \times \tau_A = 45$ s i $d = x \times L = 112$ Mm te 105 s i 158 Mm. Ove vrijednosti su u skladu s opažanjima koroninih EUV valova [Warmuth i Mann, 103], Moretonovih valova [Warmuth i dr., 105] i provalama zračenja tipa II [Vršnak, 91].

Nakon faze u kojoj je koronin poremećaj potaknut širenjem izvorišta, koronin val nastavlja širenje kao slobodno propagirajući jednostavni val velike amplitude. Njegovom kinematikom upravljaju povećanje veličine valne fronte, razvoj amplitude vala i promjena pozadinske Alfvénove brzine duž smjera širenja. U situaciji kada se pozadinska Alfvénova brzina smanjuje s udaljenosti (kao u izučavanoj simulaciji), smanjenje amplitude, koje

je rezultati širenja valne fronte i nelinearnog razvoja valnog profila [Landau i Lifshitz, 35], kompenzirano je smanjenjem Alfvénove brzine koje povećava amplitudu vala. Budući da se amplituda znatno ne mijenja, brzina vala se prvenstveno smanjuje zbog promjene Alfvénove brzine. Na većim udaljenostima, gdje se očekuje da je Alfvénova brzina konstantna, val bi trebao nastaviti usporavati. Međutim, u toj situaciji usporavanje je uzrokovano smanjenjem amplitude vala koja sada postaje dominantno zbog druga dva procesa, tj. širenje profila vala i povećanje veličine fronte vala. Kada amplituda vala postane mala, nelinearni efekti postaju zanemarivi i val se nastavlja gibati brzinom približno jednakoj pozadinskoj Alfvénovoj brzini (ili magnetosoničnoj brzini u slučaju $\beta \neq 0$). Za postupnije širenje izvorišta (prikazano simulacijom $B_0 = 10$), nelinearni efekti u širenju vala su od samog početka gotovo zanemarivi zbog male amplitude.

Skok tlaka, povezan s prolaskom koroninog udarnog vala, počinje naglo djelovati silom prema dolje na prijelazno područje i kromosferu, uzrokujući njihovu kompresiju. Poremećaj se širi prema dolje kao kvazi-longitudinalni magnetohidrodinamički udarni val koji se može dobro aproksimirati sa tzv. "*switch-on*" udarnim valom konstantne amplitude. Zbog toga je kinematika prvenstveno određena vertikalnim profilom pozadinske Alfvénove brzine. Budući da se Alfvénova brzina brzo smanjuje s dubinom, a kompresija gustoće ostaje približno konstantna, dolazi do naglog smanjenja brzine plazme vezane uz udarni val koji se širi prema dolje. Usporedba provedenih simulacija pokazuje da erupcija magnetskog užeta, ukoliko ju karakterizira dovoljno jako bočno širenje, rezultira poremećajem koji je dovoljno jak da stvori opaziv Moretonov val. S druge strane, erupcije koje nisu toliko impulzivne, te one erupcije koje nemaju dovoljno snažno bočno širenje, stvaraju znatno slabiju kromosfersku smetnju za koju nije vjerojatno da će biti opažena kao Moretonov val. U tom slučaju za stvaranje Moretonovog vala potrebna je asimetrična, tj. neradijalna erupcija. Dakle, prema dobivenim rezultatima, najbolji kandidati za stvaranje Moretonovih valova su erupcije koje pokazuju tzv. prekomjerno širenje. Prihvaćanje prekomjernog širenja kao glavnog preduvjeta za stvaranje Moretonovih valova moglo bi objasniti njihovu relativno nisku stopu pojave. Analiza kinematike smetnje na različitim visinama (vidi sliku 5.7) pokazuje da kromosferski poremećaj, koji odgovara Moretnovom valu, kasni za poremećajem u prijelaznom području i koroni. To je u potpunosti konzistentno s opažanjima EUV valova oštre valne valne fronte povezanih s $H\alpha$ i $He\ I$ Moretonovim valovima [Vršnak i dr., 95]. Zaostajanje kromosferskih obilježja uzrokovano je prvenstveno vremenom potrebnim da poremećaj prodre dovoljno duboko u kromosferu, a samo djelomično nagibom koronine valne fronte. Nakon prolaska primarnog koroninog vala i Moretonovog vala dolazi do niza sekundarnih pojava u niskoj koroni. Najprije dolazi do slabog prolaznog smanjenja gustoće. Nakon toga se počinje stvarati uzlazno strujanje plazme u zaleđu primarnog poremećaja. Područje tog strujanja

se širi prema gore i horizontalno, što stvara sekundarni udrani val u zaleđu primarnog udarnog vala, a koji se širi brzinom sličnoj brzini primarnog, ali s manjom amplitudom. S vremenom, širenje uzlaznog strujanja i u arkadnoj konfiguraciji i u konfiguraciji koronine strujnice stvara dodatnu ukošenu valnu frontu koja se širi znatno sporije od primarnog koroninog vala. Horizontalna komponenta fazne brzine tog ukošenog poremećaja u slučaju naglog širenja izvorišta iznosi $w_x \approx 0.7 v_{A0}$, dok kod postupnog širenja ovu pojavu nije moguće uočiti.

Nakon prolaska primarnog koroninog EUV vala i povezanog Moretonovog vala, očekuje se prolazak znatno sporije smetnje, ali samo ako erupciju karakterizira dovoljno jako lateralno širenje. Taj se sekundarni poremećaj iskazuje uglavnom kao kompresija gustoće koja se širi prema gore i postrance i iza kojeg slijedi polagana relaksacija korone, prijelaznog područja i kromosfere. Zbog nagiba fronte poremećaja i prostornog opsega ovo bi se obilježje trebalo očitovati kao široko i difuzno obilježje koje se širi od izvorišta brzinom puno manjom od brzine oštre primarne fronte primarnog koroninog EUV vala. Očekuje se da u erupcijama manje snage ovaj sekundarni poremećaj ne postoji tako da je jedini opaziv poremećaj primarni poremećaj, ali bez opazivog Moretonovog vala. Sekundarni poremećaj trebao bi se gibati lokalnom Alfvénovom brzinom, bez znakova usporavanja. Kompresiju povezanu sa sekundarnim poremećajem slijedi relativno veliko smanjenje gustoće koje odgovara prolaznom zatamnjenju kakvo se opaža iza koroninih valova. S vremenom, nastupa relaksacija komprimiranih kromosferskih slojeva te slojeva prijelaznog područja.

Pokazano je da čak i relativno jednostavna 2.5D numerička simulacija, koja oslikava najosnovnija obilježja prekomjerno širućeg magnetskog užeta u idealiziranoj pozadinskoj atmosferi, pruža opširan uvid u prirodu raznovrsnih pojava koje su posljedica erupcija. Takva jednostavna simulacija izravno povezuje svojstva erupcije s obilježjima i razvojem širećih koroninih magnetohidrodinamičkih valova brzog moda i velike amplitude opaženih kao brzi EUV koronini valovi i provale zračenja tipa II i povezanih kromosferskih kvazilongitudinalnih poremećaja koji se šire prema dolje, rezultirajući Moretonovim valom. Što više, otkriva prirodu sekundarnih učinaka kao što su koronina uzlazna strujanja, sekundarni udarni val, različiti oblici valnih nizova, zakašnjenih sporih poremećaja velike amplitude, prolaznih zatamnjenja korone i kromosferske relaksacije.

Doktoratom je pokazano da modelom magnetohidrodinamičkog vala brzog moda i velike amplitude možemo objasniti većinu fizikalnih svojstava EIT valova. Pokazano je da su valovi posljedica koroninih izbačaja, te da su karakteristike valova u direktnoj vezi sa svojstvima izbačaja. Doktorat je unaprijedio razumijevanje prirode idealnih magnetohidrodinamičkih poremećaja pobuđenih klipnim mehanizmom te je rasvijetlio vezu između svojstava koroninih

izbačaja i primarnog koroninog valnog poremećaja, kao i sekundarnih efekata. Razjašnjen je kriterij za stvaranje kromosferskog Moretonovog vala. Pokazalo se da je sekundarni poremećaj posljedica relaksacije kromosfere i korone, a ne tkz. "otvaranje silnica eruptivne magnetske strukture" [Chen i dr., 11]. Također se pokazalo će impulzivnije širenje izvorišnog područja rezultirati u kraćem vremenu/udaljenosti potrebnom za stvaranje udarnog vala. U slučaju jednodimenzionalnog magnetosoničnog vala, potvrđena je veza između valne brzine i brzine pridruženog gibanja plazme, w=1+3v/2, koja je izvedena analitički [Vršnak i Lulić, 89].

Doktorat omogućava i nastavak istraživanja međudjelovanja udarnog vala sa raznim koroninim ustrojstvima kao što su npr. koronine šupljine, prominencije i koronine strujnice.

A. Dodatak

A.1. Jednadžbe magnetohidrodinamike

Magnetohidrodinamika je približenje kojim se mogu opisati i objasniti pojave koje se javljaju u laboratorijskim i astrofizičkim plazmenim sustavima. U tom opisu ne gleda se gibanje pojedine čestice već se prati ponašanje elementa fluida koji sadrži mnoštvo čestica. Za razliku od hidrodinamike u megnetohidrodinamici proučavamo fluid koji sadrži naboje. Može se reći da je plazma jednokomponentni fluid kojim mogu teći struje [Vršnak 88].

Ponašanje plazme u magnetohidrodinamičkom približenju opisuju rješenja sustava jednadžbi jednokomponentnog, makroskopski elektroneutralnog fluida kojim mogu teći struje. Jednadžbe koje opisuju takav fluid jesu:

1.) Maxwellove jednadžbe

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = 0, \tag{A.1}$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \tag{A.2}$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \tag{A.3}$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{j}. \tag{A.4}$$

U A.1 nema člana koji govori o prostornom naboju jer se svaki element plazme smatra elektroneutralnim. U A.4 nema pomaka struje $\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}$ jer se on javlja kod visokofrekventnih polja, a magnetohidrodinamičko približenje ne opisuje takve procese.

2.) Jednadžba kontinuiteta

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho u) = 0. \tag{A.5}$$

3.) Ohmov zakon

$$\mathbf{j} = \sigma \left(\mathbf{E} + \mathbf{u} \times \mathbf{B} \right). \tag{A.6}$$

Član $\mathbf{u} \times \mathbf{B}$ predstavlja inducirano električno polje, a σ je električna vodljivost.

4.) Jednadžb gibanja

$$\rho \frac{D\mathbf{u}}{Dt} = \mathbf{j} \times \mathbf{B} - \nabla p + f_{vanj.} + f_{visk.}. \tag{A.7}$$

Operator $\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{u}\nabla$ predstavlja konvektivnu derivaciju. Vanjske neelektromagntske sile po jediničnom volumenu i sila viskoznosti po jediničnom volumenu su dane sa $f_{vanj.}$ i $f_{visk.}$.

5.) Jednadžba stanja plina

$$p = nk_B T, \tag{A.8}$$

gdje je n koncentracija čestica, a T temepratura.

6.) Jednadžba energije

$$\rho \frac{D\varepsilon}{Dt} - \frac{p}{\rho}\frac{D\rho}{Dt} = -Q, \tag{A.9}$$

gdje je ε unutarnja energija po jedinici mase, a Q zbroj svih izvora i ponora energije u elementu plazme.

Ovih devet jednadžbi A.1-A.9 predstavlja zatvoreni sustav. Sustav se može reducirati na manji broj jednadžbi tako da se iskoristi veza između struje i magnetskog polja određenog sa A.4. Uvrstimo to A.6 da dobijemo:

$$\mathbf{E} + \mathbf{u} \times \mathbf{B} = \frac{1}{\mu_0 \sigma} \nabla \times \mathbf{B}. \tag{A.10}$$

Djelujući operatorom rotacije $\nabla\times$ na A.10, koristeći A.2, A.3 i $(\nabla \times \nabla\times) = \nabla(\nabla) - \triangle$ dobivamo

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{u} \times \mathbf{B}) + \eta \triangle \mathbf{B}, \tag{A.11}$$

gdje je $\eta = \frac{1}{\mu_0 \sigma}$ magnetska difuzivnost ili električna otpornost.

Sustav jednadžbi A.1-A.9 sada postaje:

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{u} \times \mathbf{B}) + \eta \triangle \mathbf{B}, \tag{A.12}$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \tag{A.13}$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho \mathbf{u}) = 0, \tag{A.14}$$

$$p = nk_B T, \tag{A.15}$$

$$\rho \frac{D\mathbf{u}}{Dt} = \frac{1}{\mu_0} (\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} - \nabla p + f_{vanj.} + f_{visk.}, \tag{A.16}$$

$$\rho \frac{D\varepsilon}{Dt} - \frac{p}{\rho} \frac{D\rho}{Dt} = -Q. \tag{A.17}$$

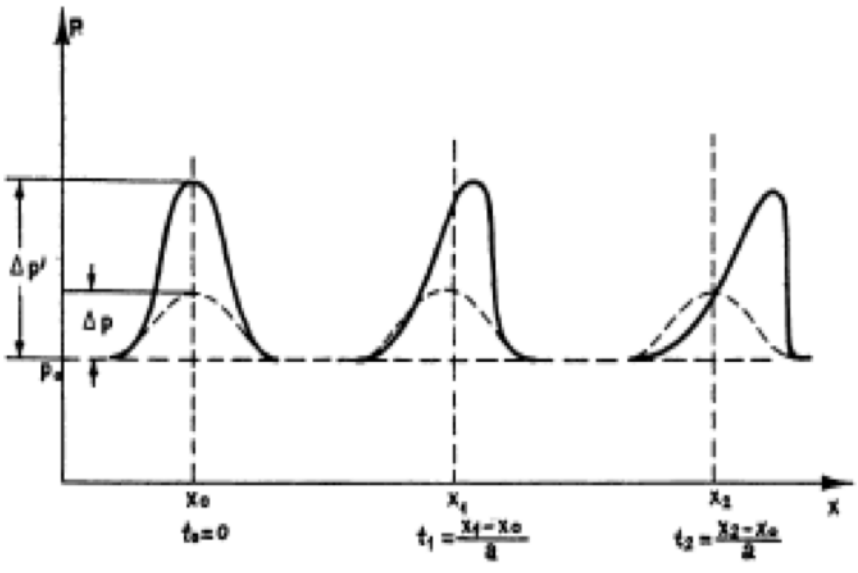
A.2. Udarni valovi

Ramatra li se širenje poremećaja kroz plazmu u općem slučaju dobiju se nelinearne diferencijalne jednadžbe. Te jednadžbe se mogu linearizirati ako su amplitude poremećaja male. Međutim, postoje slučajevi kada se mora uzeti u obzir konačna amplituda poremećaja, jer u takvim slučajevima može doći do uspostavljanja stanja u kojem magnetohidrodinamičke veličine plazme nisu više neprekidne funkcije koordinata i vremena. Dolazi do stanja u kojima magnetohidrodinamičke veličine imaju "skok" u određenim površinama. Te površine nazivaju se površine diskontinuiteta i u pravilu se gibaju kroz plazmu nadzvučnom brzinom.

Pretpostavimo da imamo homogen, stlačiv, idealni vodljiv fluid izvan magnetskog polja. Neka je na nekom mjestu nastao poremećaj u obliku Gaussovog impulsa.

Zanemarimo li vanjske sile i viskoznost jednadžba gibanja glasi ovako:

$$\rho \left(\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} \right) = -\nabla p = \frac{\gamma p}{\rho} \nabla \rho, \tag{A.18}$$



Slika A.1.: Gibanje Gaussovog impulsa kroz elektrovodljiv i stlačiv fluid u slučaju kad se njegova amplituda može smatrati malom (isprekidana linija) i konačnom (puna linija). [Milić B., 50]

gdje je ρ gustoća plazme, $\mathbf{u}$ brzina plazme, p tlak, γ omjer specifičnih toplina pri konstantnom tlaku i volumenu. Jednadžba kontinuiteta je oblika:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla (\rho \mathbf{u}) = 0. \tag{A.19}$$

Lineariziramo li jednadžbu gibanja i jednadžbu kontinuiteta s obzirom na ravnotežno stanje $\mathbf{u} = \mathbf{u}_0 + \mathbf{u}_1$, $p = p_0 + p_1$, $\rho = \rho_0 + \rho_1$, gdje su $\mathbf{u}_0$, p_0 i ρ_0 brzina, tlak i gustoća u ravnotežnom stanju, a $\mathbf{u}_1$, p_1 i ρ_1 mali poremećaji ($p_1 \ll p_0$, $\rho_1 \ll \rho_0$) dobivamo, uz $u_0 = 0$, sljedeće jednadžbe za poremećaj:

$$-i\omega\rho_0\mathbf{u}_1 = -\frac{\gamma p_0}{\rho_0} i\mathbf{k}\rho_1, \tag{A.20}$$

$$-i\omega\rho_1 + \rho_0 i\mathbf{k} \cdot \mathbf{u}_1 = 0. \tag{A.21}$$

Postavimo li valni vektor i poremećaj brzine u smjeru x-osi, eliminiramo ρ_1 i korištenjem jednadžbe stanja idealnog plina ($p = nk_BT$), za neutralni plin dobivamo:

$$\frac{\omega}{k} = \sqrt{\frac{\gamma p_0}{\rho_0}} = \sqrt{\frac{\gamma k_B T}{m}} \equiv v_z, \tag{A.22}$$

gdje je k_B Boltzmanova konstanta, T termodinamička temperatura, m masa atoma (molekule), a v_z brzina zvuka. Zvučni val je poremećaj tlaka koji se u neutralnom plinu širi sudarima molekula. Zvučni val ne postoji ako nema sudara među česticama fluida. U plazmi, gdje su sudari rijetki, se javljaju slični valovi i nazivamo ih ionskim zvučnim valovima ili ionskim zvukom [Vršnak 88]. Ti valovi se javljaju posredovanjem električnog polja.

Posljedica linearnosti jednadžbi je taj da profil impulsa ostaje nepromjenjen (isprekidana linija na slici A.1). U slučaju da amplituda nije mala mora se uzeti u obzir da zadnji dio impulsa, koji se giba u komprimiranom fluidu, ima nezanemarljivo veću brzinu širenja nego predni dio. Zbog toga zadnji dio impulsa stiže prednji, širina impulsa se smanjuje i teži k nuli ako se ne uzmu u obzir disipativni procesi kao što su viskoznost, toplinska i električna vodljivost. Disipacija energije zaustavlja daljnje smanjenje širine promatranog poremećaja, što znači da ne nastaje površina diskontinuiteta, već usko područje unutar kojih se gradijenti hidrodinamičkih veličina jako veliki, kao i disipativni efekti. To dovodi do postupnog smanjenja amplitude poremećaja i kad ova amplituda postane jako mala poremećaj postaje običan zvuk. Spomenuti diskontinuitet se naziva udarni val.

A.2.1. Hidrodinamički udarni val

Primjenimo sada Rankin-Hugonitove relacije, koje su detaljno opisane u A.3, na udarni val. Radi jednostavnosti prvo pogledajmo hidrodinamički udarni val. Uzmimo da je udarni val stacionaran (fronta udarnog vala giba se konstantnom brzinom) i zanemarimo djelovanje svih neelektromagnetskih sila. Nadalje, neka se sustav referencije se giba zajedno s udarnom frontom, a ravnina fronte neka je yOz-ravnina. Ovaj sustav referencije je inercijalan i odaberimo ga tako da se brzina protjecanja fluida događa po x-osi. U odabranom sustavu referencije fronta udarnog vala miruje, a fluid ima neku brzinu ispred i iza fronte udarnog vala. Sve relevantne veličine ovise samo o x-koordinati.

Rankin-Hugonitove relacije u ovom slučaju glase:

$$\rho_1 v_1 = \rho_2 v_{2,} \tag{A.23}$$

$$\rho_1 v_1^2 + p_1 = \rho_2 v_2^2 + p_2, \tag{A.24}$$

$$\frac{1}{2}v_1^2 + \frac{p_1}{\rho_1} + \epsilon_1 = \frac{1}{2}v_2^2 + \frac{p_2}{\rho_2} + \epsilon_2, \tag{A.25}$$

gdje su sa ρ_1 i ρ_2 označene gustoće fluida, brzine sa v_1 i v_2, tlakovi sa p_1 i p_2, energije sa ϵ_1 i ϵ_2. Subskripti 1 i 2 se odnose na stanja prije i poslije plohe diskontinuiteta. Koristeći izraz za energiju idealnog plina $\epsilon = \frac{p}{(\gamma-1)\rho}$ jednadžba A.25 može se napisati u obliku:

$$\frac{\gamma p_1}{(\gamma-1)\,\rho_1} + \frac{v_1^2}{2} = \frac{\gamma p_2}{(\gamma-1)\,\rho_2} + \frac{v_2^2}{2}. \tag{A.26}$$

Netrivijalno rješenje sustava jednadžbi A.23,A.24 i A.26 je:

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{(\gamma+1)\,M_1^2}{2+(\gamma-1)\,M_1^2}, \tag{A.27}$$

$$\frac{v_2}{v_1} = \frac{2+(\gamma-1)\,M_1^2}{(\gamma+1)\,M_1^2}, \tag{A.28}$$

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{2\gamma M_1^2 - (\gamma-1)}{\gamma+1}, \tag{A.29}$$

gdje je $M_1 \equiv \frac{v_1}{v_{z_1}}$ Machov broj, a $v_{z1} \equiv \sqrt{\frac{\gamma p_1}{\rho_1}}$ brzina zvuka u fluidu prije plohe diskontinuiteta [Priest, 65]. Iz jednadžbi A.27-A.29 proizlazi nekoliko zanimljivih svojstava, npr. brzina udarnog vala mora biti veća od brzine zvuka ispred udarnog vala što znači da je:

$$M_1 \geq 1. \tag{A.30}$$

Nadalje,

$$v_2 \leq v_{z2}, \tag{A.31}$$

pokazuje da je brzina supersonična ispred udarnog vala, a subsonična iza nje. Također se vidi da je udarni val kompresivan i da vrijedi:

$$p_2 \geq p_1, \tag{A.32}$$

$$\rho_2 \geq \rho_1. \tag{A.33}$$

Iz jednadžbi A.23 i A.33 je vidljivo da je $v_2 \leq v_1$. Rezultati A.32 i A.33 direktno slijede iz jednadžbi A.27 i A.28, dok je jednadžba A.31 posljedica jednadžbi A.27 i A.29 koje daju:

$$\frac{v_2^2}{v_{z2}^2} = \frac{2 + (\gamma - 1) M_1^2}{2\gamma M_1^2 - (\gamma - 1)} = 1 - \frac{(\gamma - 1)(M_1^2 - 1)}{2\gamma M_1^2 - (\gamma - 1)} \leq 1. \tag{A.34}$$

Kako se Machov broj povećava od 1 do beskonačno, tako se omjer tlakova $\frac{p_2}{p_1}$ u jednadžbi A.29 povećava neograničeno kao $2\gamma M_1^2 - (\gamma - 1)$. Skok gustoće varira u rasponu

$$1 \leq \frac{\rho_2}{\rho_1} < \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1}, \tag{A.35}$$

Za jednoatomni plin, $\gamma = \frac{5}{3}$, pa je najveći skok gustoće $\frac{\rho_2}{\rho_1} = 4$.

A.2.2. Okomiti magnetohidrodinamički udarni val

U slučaju magnetohidrodinamičkog udarnog vala Rankin-Hugonitove relacije hidrodinamičkog udarnog vala se donekle mijenju jer se pojavljuje magnetsko polje. Magnetsko polje, radi jednostavnosti, će također biti homogeno. Ako se udarni val giba duž magnetskog polja, prisustvo magnetskog polja neće utjecati na gibanje fluida.

Promotrimo slučaj kada se udarni val giba okomito na magnetsko polje. U tom slučaju jednadžba kontinuiteta, jednadžba gibanja i jednadžba energije imaju oblik:

$$\rho_1 v_1 = \rho_2 v_2, \tag{A.36}$$

$$\rho_1 v_1^2 + p_1 + \frac{B_1^2}{2\mu_0} = \rho_2 v_2^2 + p_2 + \frac{B_2^2}{2\mu_0}, \tag{A.37}$$

$$\frac{1}{2} v_1^2 + \frac{p_1}{\rho_1} + \epsilon_1 + \frac{B_1^2}{\mu_0 \rho_1} = \frac{1}{2} v_2^2 + \frac{p_2}{\rho_2} + \epsilon_2 + \frac{B_2^2}{\mu_0 \rho_2}, \tag{A.38}$$

gdje su sa ρ_1 i ρ_2 označene gustoće fluida, brzine sa v_1 i v_2, tlakovi sa p_1 i p_2, magnetsko polje sa B_1 i B_2, energije sa ϵ_1 i ϵ_2. Subskripti 1 i 2 se odnose na stanja prije i poslije

plohe diskontinuiteta [Priest, 65]. Veličina μ_0 je permeabilnost vakuuma. Uvjet "zamrznutosti"[1]magnetskog polja ($\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B})$) se pod navedenim uvjetima ($\mathbf{v} = v\mathbf{e}_x$, $\mathbf{B} = B\mathbf{e}_y$, $\frac{\partial}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial t} = 0$) svodi na

$$\frac{\partial}{\partial x}(vB) = 0. \tag{A.39}$$

Integracijom A.39 duž x-osi od točke 1 do točke 2 dobije se:

$$B_1 v_1 = B_2 v_2. \tag{A.40}$$

Skup jednadžbi A.36, A.37, A.38 i A.40 povezuju hidrodinamičke veličine iza plohe diskontinuiteta (udarnog vala) s onima ispred. Radi lakšeg izračunavanja uvedimo sljedeće bezdimenzionalne parametre:

$$M_1 = \frac{v_1}{v_{z1}}, X = \frac{\rho_2}{\rho_1}, \beta_1 = \frac{2\mu_0 p_1}{B_1} = \frac{2v_{z1}^2}{\gamma v_{A1}^2}. \tag{A.41}$$

Veličina M_1 predstavlja odnos između brzine protjecanja fluida i brzine širenja zvuka i naziva se Machov broj, X je parametar kompresije, β_1 je plazmeni parametar, a v_1 i v_{A1} predstavljaju brzinu i Alfvénovu brzinu plazme ispred udarnog vala [Priest, 65].

Jednadžbe A.36, A.37, A.38 u kombinaciji sa A.41daju:

$$\frac{v_2}{v_1} = X^{-1}, \frac{B_2}{B_1} = X, \tag{A.42}$$

$$\frac{p_2}{p_1} = \gamma M_1^2(1 - X^{-1}) + \beta_1^{-1}(1 - X^2), \tag{A.43}$$

gdje je X pozitivno rješenje jednadžbe:

$$f(X) \equiv 2(2-\gamma)X^2 + \left[2\beta_1 + (\gamma-1)\beta_1 M_1^2 + 2\right]\gamma X - \gamma(\gamma+1)\beta_1 M_1^2 = 0. \tag{A.44}$$

Vrlo lako se mogu se uspostaviti usporedivi rezultati s onima za hidrodinamički udarni val. Udarni val je kompresivan, $X \geq 1$, što ukazuje da je $f(1) \leq 0$ ili $M_1^2 \geq 1 + \frac{2}{\gamma\beta_1}$ jer je $f(X)$ kvadratična funkcija sa samo jednim minimumom [Priest, 65].

Ovo se može iskazati pomoću brzine zvuka i Alfvénove brzine kao $v_1^2 \geq v_{z1}^2 + v_{A1}^2$.To znači da brzina udarnog vala v_1 mora biti veća od magnetoakustične brzine $\sqrt{v_{z1}^2 + v_{A1}^2}$

[1]Za polje se kaže da je zamrznuto ako dijelovi fluida beskonačne elektrovodljivosti koji se u jednom trenutku vremena nalaze na jednoj magnetskoj silnici, ostaju na toj magnetskoj silnici u svakom daljnjem trenutku vremena u toku gibanja.

ispred vala. Neograničenim povećanjem M_1, omjer kompresije X povećava se do konačne vrijednosti $\frac{\gamma+1}{\gamma-1}$, pa je magnetska kompresija ograničena na područje

$$1 < \frac{B_2}{B_1} < \frac{\gamma+1}{\gamma-1}, \tag{A.45}$$

te za jednoatomni plin, $\gamma = \frac{5}{3}$ dobivamo:

$$1 < \frac{B_2}{B_1} < 4. \tag{A.46}$$

A.2.3. Spori udarni val, brzi udarni val, "*switch-off*" i "*switch-on*" udarni val

Magnetsko polje sadrži komponente paralelne i okomite na na frontu udarnog vala (osim u slučaju okomitog udarnog vala). Osi su postavljene u sustavu referencije koji se giba s frontom udarnog vala, a varijabale ispred i iza fronte su označene s indeksima 1 i 2 kao što je označeno na slici A.2.

Brzina i vektori magnetskog polja leže u xy-ravnini. Jednadžbe očuvanja mase, x-komponente momenta, y-komponente momenta, energije i magnetskog toka tada glase:

$$\rho_2 v_{2x} = \rho_1 v_{1x}, \tag{A.47}$$

$$p_2 + \frac{B_2^2}{2\mu_0} - \frac{B_{2x}^2}{\mu_0} + \rho_2 v_{2x}^2 = p_1 + \frac{B_1^2}{2\mu_0} - \frac{B_{1x}^2}{\mu_0} + \rho_1 v_{1x}^2, \tag{A.48}$$

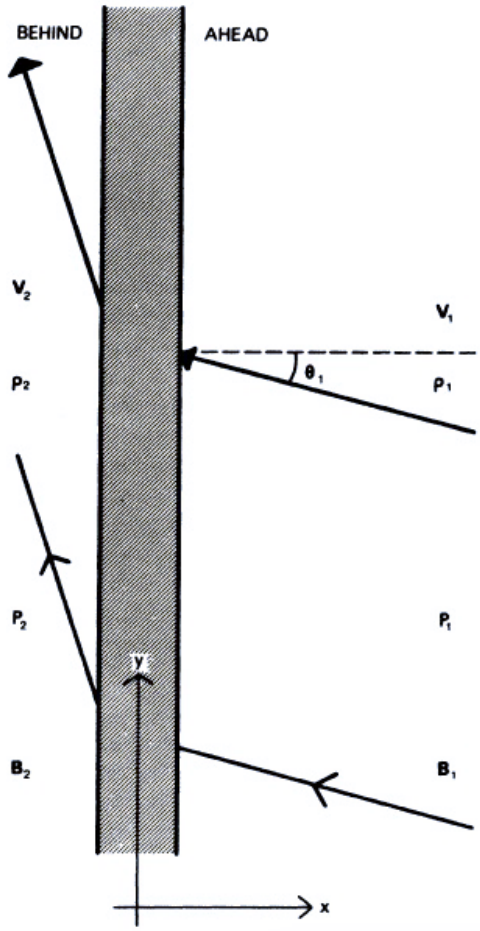
$$\rho_2 v_{2x} v_{2y} - \frac{B_{2x} B_{2y}}{\mu_0} = \rho_1 v_{1x} v_{1y} - \frac{B_{1x} B_{1y}}{\mu_0}, \tag{A.49}$$

$$\begin{aligned} &\left(p_2 + \frac{B_2^2}{2\mu_0}\right) v_{2x} - \frac{B_{2x}\left(\mathbf{B}_2 \cdot \mathbf{v}_2\right)}{\mu_0} + \left(\rho_2 \epsilon_2 + \frac{1}{2}\rho_2 v_2 + \frac{B_2^2}{2\mu_0}\right) v_{2x} \quad = \\ &\left(p_1 + \frac{B_1^2}{2\mu_0}\right) v_{1x} - \frac{B_{1x}\left(\mathbf{B}_1 \cdot \mathbf{v}_1\right)}{\mu_0} + \left(\rho_1 \epsilon_1 + \frac{1}{2}\rho_1 v_1 + \frac{B_1^2}{2\mu_0}\right) v_{1x}, \end{aligned} \tag{A.50}$$

$$B_{2x} = B_{1x}, \tag{A.51}$$

$$v_{2x} B_{2y} - v_{2y} B_{2x} = v_{1x} B_{1y} - v_{1y} B_{1x}, \tag{A.52}$$

gdje je (ϵ) unutarnja energija. U jednadžbi A.48 $\frac{B_{2x}}{\mu_0}$ predstavlja x-komponentu sile tenzije ($\frac{B_x \mathbf{B}}{\mu_0}$) koja djeluje duž ravnine x=konst., dok u jednadžbi (A.49) $\frac{B_x B_y}{\mu_0}$ predstavlja y-komponentu te sile. Očuvanje okomite komponente magnetskog toka A.52 slijedi iz rezultata da je tangencijalna komponenta električnog polja kontinuirana i da ukupno elek-



Slika A.2.: Notacija za udarni val u referentnom sustavu s dvije komponente brzine: komponenta duž normale udarnog vala je ista kao fronta udarnog vala, dok je brzina duž fronte udarnog vala odabrana tako da je brzina plazme **v** paralelna magnetskom polju **B**. [Priest, 65]

trično polje ($\mathbf{E}+\mathbf{v}\times\mathbf{B}$) isčezava izvan fronte udarnog vala gdje je disipacija zanemariva [Priest, 65].

Analiza Rankin-Hugonitovih relacija može se pojednostaviti odabirom osi koji se gibaju duž y-osi paralelne s forntom udarnog vala brzinom

$$v_{1y} = v_{1x}\frac{B_{1y}}{B_{1x}}. \tag{A.53}$$

Taj odabir nije moguć u slučaju okomitog udarnog vala za koji B_{1x} isčezava. U ovom referentnom sustavu obje strane jednadžbe A.52 isčezavaju, a brzina plazme je paralelna magnetskom polju na obje strane fronte udarnog vala. To ukazuje na iščezavanje električnog polja (E_z) i Poyntingovog vektora ($\mathbf{E}\times\mathbf{H}$) koji predstavlja ukupni tok magnetske energije duž površine. Na obje strane jednadžbe A.50 svi članovi koji sadrže magnetsko polje mogu izraziti preko $\mathbf{E}\times\mathbf{H}$ tako da njihov zbroj iščezava i jednadžba A.50 poprima hidrodinamički oblik

$$\frac{\gamma p_2}{(\gamma-1)\,\rho_2} + \frac{v_2^2}{2} = \frac{\gamma p_1}{(\gamma-1)\,\rho_1} + \frac{v_1^2}{2}. \tag{A.54}$$

Gornje jednadžbe mogu se izraziti preko omjera kompresije ($X = \frac{\rho_2}{\rho_1}$), brzine zvuka ($v_{z1} = \sqrt{\frac{\gamma p_1}{\rho_1}}$) i alfvenove brzine ($v_{A1} = \frac{B_1}{\sqrt{\mu_0\rho_1}}$) i tada glase:

$$\frac{v_{2x}}{v_{1x}} = X^{-1}, \tag{A.55}$$

$$\frac{v_{2y}}{v_{1y}} = \frac{v_1^2 - v_{A1}^2}{v_1^2 - Xv_{A1}^2}, \tag{A.56}$$

$$\frac{B_{2x}}{B_{1x}} = 1, \tag{A.57}$$

$$\frac{B_{2y}}{B_{1y}} = \frac{(v_1^2 - v_{A1}^2)\,X}{v_1^2 - Xv_{A1}^2}, \tag{A.58}$$

$$\frac{p_2}{p_1} = X + \frac{(\gamma-1)\,Xv_1^2}{2v_{z1}^2}\left(1 - \frac{v_2^2}{v_1^2}\right). \tag{A.59}$$

X je rješenje jednadžbe:

$$\left(v_1^2 - Xv_{A1}^2\right)^2\left\{Xv_{z1}^2 + \frac{1}{2}v_1^2\cos^2\theta\left(X\left(\gamma-1\right) - \left(\gamma+1\right)\right)\right\} +$$
$$\frac{1}{2}Xv_{A1}^2v_1^2\sin^2\theta\left\{\left(\gamma + X\left(2-\gamma\right)\right)v_1^2 - Xv_{A1}^2\left(\left(\gamma+1\right) - X\left(\gamma-1\right)\right)\right\} = 0, \tag{A.60}$$

gdje je θ je nagib područja ispred fronte udarnog vala magnetskog polja u odnosu na

normalu udarnog vala tako da je $v_{1x} = v_1 \cos\theta$.

Postoje tri rješenja jednadžbe A.60 kojima odgovaraju tri različita vala: spori udarni val, intermedijarni udarni val i brzi udarni val (slika 2.3). U limesu kada $X \to 1$, reduciraju se na tri infinitezimalna vala jer jednadžba A.60 postaje $v_1^2 = v_{A1}^2$ za intermedijarni val, zajedno s $v_{1x}^4 - (v_{z1}^2 + v_{A1}^2)\, v_{1x}^2 + v_{z1}^2 v_{A1}^2 \cos^2\theta = 0$ za brzinu širenja sporih i brzih magnetoakustičnih valova.

Promotrimo najprije spori i brzi udarni val, koji su kompresivni s

$$X > 1, \tag{A.61}$$

što ukazuje da je $p_2 > p_1$. Pri tome je predznak tangencijalne komponente magnetskog polja očuvan, pa je $\frac{B_{2y}}{B_{1y}}$ pozitivno, a brojnik i nazivnik desne strane jednadžbe A.58 su ili negativni ili pozitivni. U prvom slučaju vrijedi

$$v_1^2 \leq v_{A1}^2, \tag{A.62}$$

pa jednadžba A.58 ukazuje da je $B_2 < B_1$. Ovo je osnovno svojstvo sporog udarnog vala kod kojeg je magnetsko polje "slomljeno" prema normali udarnog vala, a jakost mu se smanjuje pri prolasku fronte udarnog vala slika 2.3a.

$$v_1^2 \geq v_{A1}^2, \tag{A.63}$$

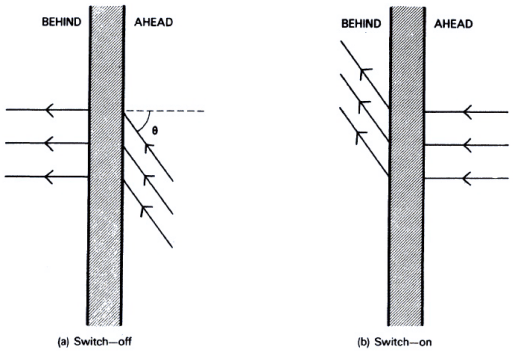
iz jednadžbe A.58 izlazi da je $B_2 > B_1$ za brzi udarni val. Ovdje fronta udarnog vala "lomi" magnetsko polje od normale i povećava mu jakost. Iz jednadžbi A.55 i A.61 proizlazi da udarni val usporava plazmu u x-smjeru ($v_{2x} < v_{1x}$). Plazma u y-smjeru se se usporava za spori udarni val ($v_{2y} < v_{1y}$), a ubrzava za brzi udarni val ($v_{2y} > v_{1y}$).

U limesu kada se normalna komponenta magnetskog polja (B_x) približava nuli i polje postaje čisto tangencijalno, brzi udarni val prelazi u okomiti udarni val. S druge strane, spori udarni val se reducira na tangencijalni diskontinuitet za koji su i brzina plazme i magnetsko polje tangencijalni na ravninu diskontinuiteta, jer je $v_{2x} = v_{1x} = B_{2x} = B_{1x} = 0$. Uvjet da je ukupni tlak kontinuiran

$$p_1 + \frac{B_1^2}{2\mu_0} = p_2 + \frac{B_2^2}{2\mu_0}, \tag{A.64}$$

vrijedi za granicu između dva stanja plazme na kojoj je skok tangencijane kompnente brzine (v_y) i magnetskog polja (B_y) proizvoljan.

Posebno su zanimljiva dva specijalna slučaja sporog i brzog udarnog vala, a to su "switch-off" i switch-on" udarni valovi, slika A.3. Oni se javljaju u limesu kada vrijedi



Slika A.3.: Promjena magnetskog polja kod "*switch-off*" i "*switch-on*" udarnog vala. [Priest, 65]

jednakost u jednadžbi A.62, odnosno A.63. Kada

$$v_1 = v_{A1} \tag{A.65}$$

i $X \neq 1$, jednadžba A.58 ukazuje da tangencijalna komponenta magnetskog polja iza udarnog vala (B_{2y}) mora iščezavati, pa onda ako je $B_{1y} \neq 0$ imamo "*switch-off*" udarni val. Budući da su prema jednadžbi A.53 $\mathbf{v}_1$ i $\mathbf{B}_1$ paralelni, uvjet A.63 je ekvivalentan $v_{1x} = \frac{B_{1x}}{\sqrt{\mu_0 \rho_1}}$. Drugim riječima, "*switch-off*" udarni val širi se brzinom (v_{1x}) jednakoj Alfvénovoj brzini. Jednadžba A.60 za omjer kompresije reducira se na

$$\left(\frac{2v_{z1}^2}{v_{A1}^2} + \gamma - 1\right) X^2 - \left(\frac{2v_{z1}^2}{v_{A1}^2} + \gamma\left(1 + \cos^2\theta\right)\right) X^2 + (\gamma + 1)\cos^2\theta = 0,$$

s točno jednim rješenjem koje je veće od 1. Kada je $\frac{2v_{z1}^2}{v_{A1}^2} > \frac{1}{2}$, rješenje za X raste od 1 do $1 + \left(\frac{2v_{z1}^2}{v_{A1}^2} + \gamma - 1\right)^{-1}$, dok upadni kut θ raste od 0 do $\frac{\pi}{2}$. Kada je $\frac{2v_{z1}^2}{v_{A1}^2} < \frac{1}{2}$, X se smanjuje od $\left(\frac{\gamma+1}{\frac{2v_{z1}^2}{v_{A1}^2}+\gamma-1}\right)$ na $1 + \frac{1}{\frac{2v_{z1}^2}{v_{A1}^2}+\gamma-1}$, dok kut θ raste od 0 do $\frac{\pi}{2}$.

Kada se udarni val koji širi duž magnetskog polja (B_{1y} i θ iščezavaju) jednadžba A.60 postaje

$$\left(v_1^2 - X v_{A1}^2\right)^2 \left\{X v_{z1}^2 + \frac{1}{2} v_1^2 \left(X\left(\gamma - 1\right) - \left(\gamma + 1\right)\right)\right\} = 0.$$

Rješenje omjera kompresije (X) u slučaju sporog udarnog vala ovdje je dano iščezavanjem izraza u vitičastoj zagradi i predstavlja čisti hidrodinamički udarni val. Rješenje u slučaju brzog udarnog vala je

$$X = \frac{v_1^2}{v_{A1}^2}, \tag{A.66}$$

što odgovara *"switch-on"* udarnom valu. Budući da je $X > 1$ to se događa samo kada je brzina udarnog vala veća od Alfvénove brzine ($v_1 > v_{A1}$) prema jednadžbi A.66. Nadalje, $B_{2x} = B_{1x}$ i uklanjanje p_2 iz jednadžbi A.50 i A.52 daje

$$\frac{B_{2y}^2}{B_{2x}^2} = (X-1)\left\{(\gamma+1) - (\gamma-1)\,X - \frac{2\mu_0\gamma p_1}{B_1^2}\right\}. \tag{A.67}$$

Budući da desna strana mora biti pozitivna omjer gustoće je u intervalu:

$$1 < X < \frac{\gamma + 1 - \frac{2v_{z1}^2}{v_{A1}^2}}{\gamma - 1}. \tag{A.68}$$

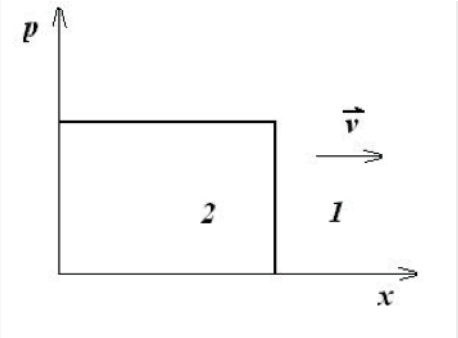
Gornja granica je najveća, $\frac{\gamma+1}{\gamma-1}$, kada je $v_{A1} \gg v_{z1}$. Štoviše, iz jednadžbe A.68 proizlazi $v_{A1} > v_{z1}$, što znači da *"switch-on"* udarni val može postojati samo kada je Alfvénova brzina veća od v_z u neporemećenoj plazmi. Kako se X povećava od 1 tako se otklon silnica polja, mjeren preko $\frac{B_{2y}^2}{B_{2x}^2}$, povećava od 0 do najveće vrijednosti $\frac{4\left(1-\frac{v_{z1}^2}{v_{A1}^2}\right)^2}{(\gamma-1)^2}$ na $X = \frac{\gamma-\frac{v_{z1}^2}{v_{A1}^2}}{\gamma-1}$ i nakon toga se smanjuje do 0 na $X = \frac{\gamma+1-\frac{2v_{z1}^2}{v_{A1}^2}}{\gamma-1}$.

A.3. Rankine-Hugoniot relacija

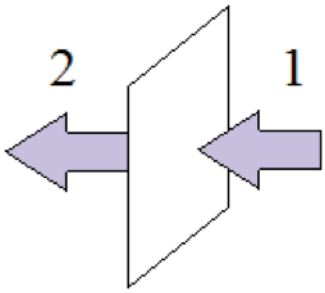
Udarni val definiramo kao mehanički poremećaj koji se širi nadzvučnom brzinom, brzinom većom od brzine širenja običnih valova. Kod udarnih valova imamo niz specifičnih pojava, kao što su promjene tlaka, gustoće, entropije. Osim mehaničkih i akustičkih učinaka udarnog vala, možemo imati i efekte na atomskoj skali. Udarni val može nastati eksplozijom prilikom koje nastaje fronta sfernog oblika, ili probijanjem zvučnog zida, gdje valna fronta ima oblik stošca. Karakteristika valne fronte je razlika tlakova koje imamo ispred i iza fronte. Zbog velikog skoka tlaka i gustoće govori se o plohi diskontinuiteta.

Plohu diskontinuiteta možemo prikazati step-funkcijom tlaka. Na slici diskontinuiteta A.4 definirana su dva područja, područje ispred valne fronte i područje iza valne fronte. U našem izvodu promatrat će se mali dio plohe diskontinuiteta. Tada valna fronta odgovara ravnini i zbog toga možemo širenje vala promatrati kao gibanje u jednoj dimenziji. Koordinatni sustav će se postaviti za element plohe tako da iz tog sustava izgleda kao da fluid teče kroz plohu diskontinuiteta.

Iz jednadžbe kontinuiteta proizlazi da masa fluida koja izlazi iz plohe mora biti jednaka masi fluida koja ulazi u plohu.



Slika A.4.: Ploha diskontinuiteta [Hržina i dr., 25]



Slika A.5.: Prikaz plohe diskontinuiteta; ploha se giba s lijeva na desno, a fluid teče s desna na lijevo gledano iz sustava plohe diskontinuiteta. [Hržina i dr., 25]

$$\rho_1 v_1 = \rho_2 v_2 = j, \tag{A.69}$$

gdje su ρ_1, v_1 gustoća i brzina fluida ispred valne fronte, ρ_2, v_2 gustoća i brzina fluida iza valne fronte, a j predstavlja gustoću struje.

Kako je smjer brzine fluida paralelan s jediničnim vektorom površine, zakon očuvanja enerije je oblika:

$$\rho_1 v_1 \left(\frac{1}{2} v_1^2 + \frac{p_1}{\rho_1} + \varepsilon_1 \right) = \rho_2 v_2 \left(\frac{1}{2} v_2^2 + \frac{p_2}{\rho_2} + \varepsilon_2 \right). \tag{A.70}$$

Kombiniranjem A.69 i A.70 dobivamo:

$$\frac{1}{2} v_1^2 + \frac{p_1}{\rho_1} + \varepsilon_1 = \frac{1}{2} v_2^2 + \frac{p_2}{\rho_2} + \varepsilon_2. \tag{A.71}$$

Uz očuvanje mase i energije postavlja se i uvjet da impuls dijela fluida koji u jedinici vremena upada na jediničnu površinu bude jednak impulsu izlaznog fluida. Zakon očuvanja toka impulsa je:

$$p_1 + \rho_1 v_1^2 = p_2 + \rho_2 v_2^2. \tag{A.72}$$

Kombiniranjem A.69 i A.72 dobivamo:

$$p_1 + \frac{j^2}{\rho_1} = p_2 + \frac{j^2}{\rho_2}. \tag{A.73}$$

Iz jednadžbe A.73 dobiva se jednadžba koja određuje gustoću struje fluida kroz plohu diskontinuiteta:

$$j^2 = \frac{p_2 - p_1}{V_1 - V_2}, \tag{A.74}$$

gdje je $V = \frac{1}{\rho}$ spcifični volumen. Oduzimanjem brzina (A.69) dobije se:

$$v_1 - v_2 = j\left(\frac{1}{\rho_1} - \frac{1}{\rho_2}\right). \tag{A.75}$$

Gustoća struje se eliminira pomoću A.74 te se dobije relacija koja povezuje brzine fluida ispred i iza plohe diskontinuiteta:

$$v_1 - v_2 = \sqrt{(p_2 - p_1)(V_1 - V_2)} \tag{A.76}$$

Kombinacijom A.71, A.69 i A.74 dobiva se Rankin-Hugonitova relacija koja povezuje termodinamiče veličine ispred i iza valne fronte udarnog vala:

$$\varepsilon_1 - \varepsilon_2 + \frac{1}{2}(V_1 - V_2)(p_1 - p_2) = 0. \tag{A.77}$$

Temperatura se uvodi pomoću specifičnog toplinskog kapaciteta. Kod idealnog plina se pretpostavlja da specifični toplinski kapacitet ne ovisi o temperaturi. Rankin-Hugonitova relacija glasi:

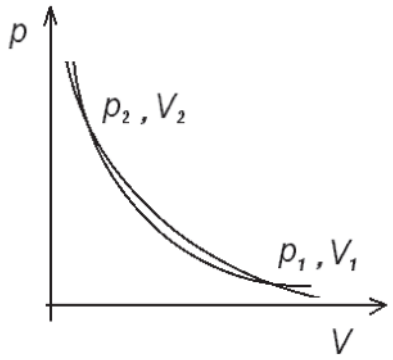
$$C_V(T_1 - T_2) + \frac{1}{2}(V_1 - V_2)(p_1 - p_2) = 0. \tag{A.78}$$

Za zadano početno stanje fluida može se odrediti veza između gustoće i tlaka fluida iza valne fronte, govori se o udarnoj adijabati. Iz A.78 može se vidjeti da ta veza nije jedinstvena. Iz početnog stanja određenog sa p_1, V_1 do konačnog stanja p_2, V_2 može prolaziti više različitih adijabata, što znači da se ne može pisati $f(p, V) = \text{konst.}$.

U slučaju magnetohidrodinamike početne jednadžbe su malo drugačije zbog postojanja magnetskog polja.

$$\rho_1 v_{n1} = \rho_2 v_{n2} \tag{A.79}$$

$$B_{n1} = B_{n2} \tag{A.80}$$



Slika A.6.: Tlak u ovisnosti o gustoći. Kroz zadani par tačaka može prolaziti više različitih udarnih adijabata. [Hržina i dr., 25]

$$\rho_1 v_{n1}^2 + p_1 + \frac{B_{t1}^2}{2\mu_0} = \rho_2 v_{n2}^2 + p_2 + \frac{B_{t2}^2}{2\mu_0} \tag{A.81}$$

$$\rho_1 v_{n1} v_{t1} - \frac{B_{t1} B_{n1}}{\mu_0} = \rho_2 v_{n2} v_{t2} - \frac{B_{t2} B_{n2}}{\mu_0} \tag{A.82}$$

$$\begin{aligned} &\left(\frac{\gamma}{\gamma-1}\frac{p_1}{\rho_1} + \frac{v_1^2}{2}\right)\rho_1 v_{n1} + \frac{v_{n1} B_{t1}^2}{\mu_0} - \frac{B_{n1}\left(B_{t1} v_{t1}\right)}{\mu_0} \quad = \\ &\left(\frac{\gamma}{\gamma-1}\frac{p_2}{\rho_2} + \frac{v_2^2}{2}\right)\rho_2 v_{n2} + \frac{v_{n2} B_{t2}^2}{\mu_0} - \frac{B_{n2}\left(B_{t2} v_{t2}\right)}{\mu_0} \end{aligned} \tag{A.83}$$

$$\left(\mathbf{v} \times \mathbf{B}\right)_{t1} = \left(\mathbf{v} \times \mathbf{B}\right)_{t2}, \tag{A.84}$$

gdje ρ, $\mathbf{v}$, p, $\mathbf{B}$ predstavljaju gustoću, brzinu, tlak i magnetsko polje. Veličina γ predstavlja omjer specifičnih toplinskih kapaciteta pri stalnom tlaku i volumenu. Subskripti t i n odnose se na tangencijalnu i normalnu komponentu vektora brzine, odnosno magnetskog polja. Subskripti 1 i 2 odnose se na stanje plazme prije i poslije plohe diskontinuiteta. Udarni valovi sporog moda i brzog moda su tlačni valovi i povezani su s rastom entropije. Uzduž udarnog vala sporog moda tangencijalna komponenta magnetskog polja pada, dok kod udarnog vala brzog moda ona raste. Vrsta udarnih valova ovise o relativnoj amplitudi ulazne brzine plazme u sustavu koji se giba s udarnim valom u odnosu na neku karakterističnu brzinu. Te karakteristične brzine, spore i brze magnetosonične brzine, povezane su s Alfvénovom brzinom v_A i brzinom zvuka v_z relacijama:

$$v_{sp}^2 = \frac{1}{2}\left[\left(v_z^2 + v_A^2\right) - \sqrt{\left(v_z^2 + v_A^2\right)^2 - 4 v_z^2 v_A^2 \cos^2\theta}\right], \tag{A.85}$$

$$v_{br}^2 = \frac{1}{2}\left[\left(v_z^2 + v_A^2\right) + \sqrt{\left(v_z^2 + v_A^2\right)^2 - 4v_z^2 v_A^2 \cos s^2\theta}\right], \tag{A.86}$$

gdje je v_A Alfvénova brzina, θ kut između the dolaznog magnetskog polja i vektora noramale udarnog vala.

Okomita komponenta sporog udarnog vala širi se brzinom v_{sp}. U slučaju intermedijarnog udarnog vala okomita komponenta giba se brzinom v_A, a u slučaju brzog udarnog vala brzinom v_{br}. Valovi brzog moda imaju veću faznu brzinu nego valovi sporog moda. Razlog tome je što su kod valova brzog moda gustoća i magnetsko polje u fazi.

Bibliografija

[1] A. N. Afanasyev and A. M. Uralov. Coronal shock waves, EUV waves, and their relation to CMEs. II. Modeling MHD shock wave propagation along the solar surface, using nonlinear geometrical acoustics. *Solar Phys.*, 273:479–491, November 2011.

[2] A. Asai, T. T. Ishii, H. Isobe, R. Kitai, K. Ichimoto, S. UeNo, S. Nagata, S. Morita, K. Nishida, D. Shiota, A. Oi, M. Akioka, and K. Shibata. First simultaneous observation of an Hα Moreton wave, EUV wave, and filament/prominence oscillations. *Astrophys. J. Lett.*, 745:L18, February 2012.

[3] M. J. Aschwanden. *Physics of the Solar Corona. An Introduction*. Springer-Verlag Berlin, August 2004.

[4] G. D. R. Attrill, L. K. Harra, L. van Driel-Gesztelyi, and P. Démoulin. Coronal "wave": Magnetic footprint of a coronal mass ejection? *Astrophys. J.*, 656:L101–L104, February 2007.

[5] L. Biermann. Über die ursache der chromosphärischen turbulenz und des uv-exzesses der sonnenstrahlung. *Z. Astrophys.*, 25:161–177, 1948.

[6] D. A. Biesecker, D. C. Myers, B. J. Thompson, D. M. Hammer, and A. Vourlidas. Solar phenomena associated with "EIT waves". *Astrophys. J.*, 569:1009–1015, April 2002.

[7] J.-L. Bougeret, J. H. King, and R. Schwenn. Solar radio burst and in situ determination of interplanetary electron density. *Solar Phys.*, 90:401–412, February 1984.

[8] H. V. Cane, S. W. Kahler, and N. R. Sheeley, Jr. Interplanetary shocks preceded by solar filament eruptions. *J. Geophys. Res.*, 91:13321–13329, December 1986.

[9] P. F. Chen, M. D. Ding, and C. Fang. Synthesis of CME-associated Moreton and EIT wave features from MHD simulations. *Space Sci. Rev.*, 121:201–211, November 2005.

[10] P. F. Chen, C. Fang, and K. Shibata. A full view of EIT waves. *Astrophys. J.*, 622:1202–1210, April 2005.

[11] P. F. Chen, S. T. Wu, K. Shibata, and C. Fang. Evidence of EIT and Moreton waves in numerical simulations. *Astrophys. J. Lett.*, 572:L99–L102, June 2002.

[12] X. Cheng, J. Zhang, O. Olmedo, A. Vourlidas, M. D. Ding, and Y. Liu. Investigation of the formation and separation of an extreme-ultraviolet wave from the expansion of a coronal mass ejection. *Astrophys. J. Lett.*, 745:L5, January 2012.

[13] O. Cohen, G. D. R. Attrill, W. B. Manchester, IV, and M. J. Wills-Davey. Numerical simulation of an EUV coronal wave based on the 2009 February 13 CME event observed by STEREO. *Astrophys. J.*, 705:587–602, November 2009.

[14] O. Cohen, G. D. R. Attrill, N. A. Schwadron, N. U. Crooker, M. J. Owens, C. Downs, and T. I. Gombosi. Numerical simulation of the 12 May 1997 CME event: The role of magnetic reconnection. *J. Geophys. Res.-Space*, 115:10104, October 2010.

[15] J.-P. Delaboudinière, G. E. Artzner, J. Brunaud, and A. H. *, et al.* Gabriel. EIT: Extreme-ultraviolet imaging telescope for the SOHO mission. *Solar Phys.*, 162:291–312, 1995.

[16] C. Delannée and G. Aulanier. CME associated with transequatorial loops and a bald patch flare. *Solar Phys.*, 190:107–129, December 1999.

[17] V. et al. Domingo. The soho mission: An overview. *Solar Phys.*, 162, 1995.

[18] C. Downs, I. I. Roussev, B. van der Holst, N. Lugaz, and I. V. Sokolov. Understanding SDO/AIA observations of the 2010 June 13 EUV wave event: Direct insight from a global thermodynamic MHD simulation. *Astrophys. J.*, 750:134, May 2012.

[19] C. Downs, I. I. Roussev, B. van der Holst, N. Lugaz, I. V. Sokolov, and T. I. Gombosi. Studying extreme ultraviolet wave transients with a digital laboratory: Direct comparison of extreme ultraviolet wave observations to global magnetohydrodynamic simulations. *Astrophys. J.*, 728:2, February 2011.

[20] P. T. Gallagher and D. M. Long. Large-scale bright fronts in the solar corona: A review of "EIT waves". *Space Sci. Rev.*, 158:365–396, July 2011.

[21] G. A. Gary. Plasma beta above a solar active region: Rethinking the paradigm. *Solar Phys.*, 203:71–86, October 2001.

[22] J. P. Goedbloed, R. Keppens, and S. Poedts. Computer simulations of solar plasmas. *Space Sci. Rev.*, 107:63–80, April 2003.

[23] V. V. Grechnev, A. M. Uralov, I. M. Chertok, I. V. Kuzmenko, A. N. Afanasyev, N. S. Meshalkina, S. S. Kalashnikov, and Y. Kubo. Coronal shock waves, EUV waves, and their relation to CMEs. I. Reconciliation of "EIT waves", type II radio bursts, and leading edges of CMEs. *Solar Phys.*, 273:433–460, November 2011.

[24] S. Hoilijoki, J. Pomoell, R. Vainio, M. Palmroth, and H. E. J. Koskinen. Interpreting solar EUV wave observations from different viewing angles using an MHD model. *Solar Phys.*, 286:493–507, September 2013.

[25] J. Hrzina and R. Logozar. Ploha diskontinuiteta udarnog vala. *Tehnicki glasnik*, pages 33–37, 2008.

[26] M. Karlický and D. Odstrčil. The generation of MHD shock waves during the impulsive phase of the February 27, 1992 flare. *Solar Phys.*, 155:171–184, November 1994.

[27] I. W. Kienreich, N. Muhr, A. M. Veronig, D. Berghmans, A. De Groof, M. Temmer, B. Vršnak, and D. B. Seaton. Solar terrestrial relations observatory-a (STEREO-A) and project for on-board Autonomy 2 (PROBA2) quadrature observations of reflections of three EUV waves from a coronal hole. *Solar Phys.*, 286:201–219, August 2013.

[28] I. W. Kienreich, A. M. Veronig, N. Muhr, M. Temmer, B. Vršnak, and N. Nitta. Case Study of Four Homologous Large-scale Coronal Waves Observed on 2010 April 28 and 29. *Astrophys. J. Lett.*, 727:L43, February 2011.

[29] I. W. Kienreich, A. M. Veronig, N. Muhr, M. Temmer, B. Vršnak, and N. Nitta. Case study of four homologous large-scale coronal waves observed on 2010 April 28 and 29. *Astrophys. J. Lett.*, 727:L43, February 2011.

[30] A. Klassen, H. Aurass, G. Mann, and B. J. Thompson. *Astron. Astrophys. Suppl.*

[31] A. Klassen, M. Karlický, H. Aurass, and K. JiřiČka. *Solar Phys.*

[32] K.-L. Klein, J. I. Khan, N. Vilmer, J.-M. Delouis, and H. Aurass. X-ray and radio evidence on the origin of a coronal shock wave. *Astron. Astrophys.*, 346:L53–L56, June 1999.

[33] J. A. Klimchuk, L. van Driel-Gesztelyi, C. J. Schrijver, D. B. Melrose, L. Fletcher, N. Gopalswamy, R. A. Harrison, C. H. Mandrini, H. Peter, S. Tsuneta, B. Vršnak, and J.-X. Wang. Commission 10: Solar activity. *Procee. Inter. Astrono.*, 27:79–103, 2009.

[34] K. A. Kozarev, K. E. Korreck, V. V. Lobzin, M. A. Weber, and N. A. Schwadron. Off-limb solar coronal wavefronts from SDO/AIA extreme-ultraviolet observations - implications for particle production. *Astrophys. J. Lett.*, 733:L25, June 2011.

[35] L. D. Landau and E. M. Lifshitz. *Fluid Mechanics*. Pergamon Press, 1987.

[36] W. Liu, N. V. Nitta, C. J. Schrijver, A. M. Title, and T. D. Tarbell. First SDO AIA observations of a global coronal EUV "wave": Multiple components and "ripples". *Astrophys. J. Lett.*, 723:L53–L59, November 2010.

[37] W. Liu and L. Ofman. Advances in observing various coronal EUV waves in the SDO era and their seismological applications (invited review). *Solar Phys.*, 289:3233–3277, September 2014.

[38] W. Liu, L. Ofman, N. V. Nitta, M. J. Aschwanden, C. J. Schrijver, A. M. Title, and T. D. Tarbell. Quasi-periodic fast-mode wave trains within a global EUV wave and sequential transverse oscillations detected by SDO/AIA. *Astrophys. J.*, 753:52, July 2012.

[39] D. M. Long, D. S. Bloomfield, and P. F. Chen. Understanding the physical nature of coronal "eit waves". *Solar Phys.*, 292:L24, January 2017.

[40] D. M. Long, E. E. DeLuca, and P. T. Gallagher. The wave properties of coronal bright fronts observed using SDO/AIA. *Astrophys. J. Lett.*, 741:L21, November 2011.

[41] D. M. Long, P. T. Gallagher, R. T. J. McAteer, and D. S. Bloomfield. The kinematics of a globally propagating disturbance in the solar corona. *Astrophys. J. Lett.*, 680:L81–L84, June 2008.

[42] S. Lulić, B. Vršnak, T. Žic, I. W. Kienreich, N. Muhr, M. Temmer, and A. M. Veronig. Formation of coronal shock waves. *Solar Phys.*, 286:509–528, September 2013.

[43] S. Ma, J. C. Raymond, L. Golub, J. Lin, H. Chen, P. Grigis, P. Testa, and D. Long. Observations and interpretation of a low coronal shock wave observed in the EUV by the SDO/AIA. *Astrophys. J.*, 738:160, September 2011.

[44] J. Magdalenić, C. Marqué, A. N. Zhukov, B. Vršnak, and T. Žic. Origin of coronal shock waves associated with slow coronal mass ejections. *Astrophys. J.*, 718:266–278, July 2010.

[45] J. Magdalenić, C. Marqué, A. N. Zhukov, B. Vršnak, and A. Veronig. Flare-generated type II burst without associated coronal mass ejection. *Astrophys. J.*, 746:152, February 2012.

[46] G. Mann, T. Classen, and H. Aurass. Characteristics of coronal shock waves and solar type II radio bursts. *Astron. Astrophys.*, 295:775–+, March 1995.

[47] P. K. Manoharan, N. Gopalswamy, S. Yashiro, A. Lara, G. Michalek, and R. A. Howard. Influence of coronal mass ejection interaction on propagation of interplanetary shocks. *J. Geophys. Res.-Space*, 109(A18):6109, June 2004.

[48] J. T. Mariska. *The Solar Transition Region*. Cambridge University Press, 1992.

[49] Z. Mei, Z. Udo, and J. Lin. Numerical experiments of disturbance to the solar atmosphere caused by eruptions. *Science China Physics, Mechanics, and Astronomy*, 55:1316–1329, July 2012.

[50] B. Milić. *Osnove fizike gasne plazme*. Građevinska knjiga Beograd, 1989.

[51] G. E. Moreton and H. E. Ramsey. Recent Observations of Dynamical Phenomena Associated with Solar Flares. *Pub. Astron. Soc. Pac.*, 72:357–358, October 1960.

[52] G. F. Moreton. Hα shock wave and winking filaments with the flare of 20 September 1963. *Astronom. J.*, 69:145–+, 1964.

[53] N. Muhr, A. M. Veronig, I. W. Kienreich, M. Temmer, and B. Vršnak. Analysis of characteristic parameters of large-scale coronal waves observed by the solar-terrestrial relations observatory/extreme ultraviolet imager. *Astrophys. J.*, 739:89, October 2011.

[54] N. Muhr, A. M. Veronig, I. W. Kienreich, B. Vršnak, M. Temmer, and B. M. Bein. Statistical analysis of large-scale EUV waves observed by STEREO/EUVI. *Solar Phys.*, 289:4563–4588, December 2014.

[55] N. Muhr, B. Vršnak, M. Temmer, A. M. Veronig, and J. Magdalenić. Analysis of a global Moreton wave observed on 2003 October 28. *Astrophys. J.*, 708:1639–1649, January 2010.

[56] G. J. Nelson and D. B. Melrose. pages 333–359. Type II bursts, in: *Solar Radiophysics*, Cambridge University Press, 1985.

[57] Schrijver C. J. Title A. M. Liu W. Nitta, N. V. Large-scale coronal propagating fronts in solar erup- tions as observed by the atmospheric imaging assembly on board the solar dynamics observatory–an ensemble study. *Astronom. J.*, 776, 2013.

[58] O. Olmedo, A. Vourlidas, J. Zhang, and X. Cheng. Secondary waves and/or the "reflection" from and "transmission" through a coronal hole of an extreme ultraviolet wave associated with the 2011 February 15 X2.2 flare observed with SDO/AIA and STEREO/EUVI. *Astrophys. J.*, 756:143, September 2012.

[59] V. Ontiveros and A. Vourlidas. Quantitative measurements of coronal mass ejection-driven shocks from LASCO observations. *Astrophys. J.*, 693:267–275, March 2009.

[60] S. Patsourakos and A. Vourlidas. On the nature and genesis of EUV waves: A synthesis of observations from SOHO, STEREO, SDO, and Hinode (invited review). *Solar Phys.*, 281:187–222, November 2012.

[61] S. Patsourakos, A. Vourlidas, and G. Stenborg. The genesis of an impulsive coronal mass ejection observed at ultra-high cadence by AIA on SDO. *Astrophys. J. Lett.*, 724:L188–L193, December 2010.

[62] S. Patsourakos, A. Vourlidas, Y. M. Wang, G. Stenborg, and A. Thernisien. What is the nature of EUV waves? first STEREO 3D observations and comparison with theoretical models. *Solar Phys.*, 259:49–71, October 2009.

[63] R. Payne-Scott, D. E. Yabsley, and J. G. Bolton. Relative times of arrival of solar noise on different radio frequencies. *Nature*, 160:256–257, 1947.

[64] J. Pomoell, R. Vainio, and R. Kissmann. MHD modeling of coronal large-amplitude waves related to CME lift-off. *Solar Phys.*, 253:249–261, December 2008.

[65] E. R. Priest. *Solar magneto-hydrodynamics*. Dordrecht, Holland ; Boston : D. Reidel Pub. Co. ; Hingham, 1982.

[66] J. M. Schmidt and L. Ofman. Global simulation of an extreme ultraviolet imaging telescope wave. *Astrophys. J.*, 713:1008–1015, April 2010.

[67] C. J. Schrijver, G. Aulanier, A. M. Title, E. Pariat, and C. Delannée. The 2011 February 15 X2 flare, ribbons, coronal front, and mass ejection: Interpreting the three-dimensional views from the solar dynamics observatory and STEREO guided

by magnetohydrodynamic flux-rope modeling. *Astrophys. J.*, 738:167, September 2011.

[68] M. Selwa, S. Poedts, and C. R. DeVore. Dome-shaped EUV waves from rotating active regions. *Astrophys. J. Lett.*, 747:L21, March 2012.

[69] M. Selwa, S. Poedts, and C. R. DeVore. Numerical simulations of dome-shaped EUV waves from different active-region configurations. *Solar Phys.*, 284:515–539, June 2013.

[70] Y. Shen and Y. Liu. Evidence for the wave nature of an extreme ultraviolet wave observed by the atmospheric imaging assembly on board the solar dynamics observatory. *Astrophys. J.*, 754:7, July 2012.

[71] Y. Shen and Y. Liu. Simultaneous observations of a large-scale wave event in the solar atmosphere: From photosphere to corona. *Astrophys. J. Lett.*, 752:L23, June 2012.

[72] Y. Shen, Y. Liu, J. Su, H. Li, R. Zhao, Z. Tian, K. Ichimoto, and K. Shibata. Diffraction, refraction, and reflection of an extreme-ultraviolet wave observed during its interactions with remote active regions. *Astrophys. J. Lett.*, 773:L33, August 2013.

[73] M. Stix. *The Sun: An Introduction*. Springer, Berlin, 2002.

[74] M. Temmer, B. Vršnak, T. Žic, and A. M. Veronig. Analytic modeling of the Moreton wave kinematics. *Astrophys. J.*, 702:1343–1352, September 2009.

[75] M. Temmer, B. Vršnak, and A. M. Veronig. The wave-driver system of the off-disk coronal wave of 17 January 2010. *Solar Phys.*, page tmp194, August 2013.

[76] B. J. Thompson, E. W. Cliver, N. Nitta, C. Delannée, and J.-P. Delaboudinière. Coronal dimmings and energetic CMEs in April-May 1998. *Geophys. Res. Lett.*, 27:1431–1434, May 2000.

[77] B. J. Thompson and D. C. Myers. A catalog of coronal "EIT wave" transients. *Astron. Astrophys. Suppl.*, 183:225–243, August 2009.

[78] B. J. Thompson, S. P. Plunkett, J. B. Gurman, J. S. Newmark, O. C. St. Cyr, and D. J. Michels. *Geophys. Res. Lett.*

[79] G. Tóth. A general code for modeling MHD flows on parallel computers: Versatile advection code. *Astro. Lett. and Communications*, 34:245–250, 1996.

[80] Y. Uchida. Propagation of hydromagnetic disturbances in the solar corona and Moreton's wave phenomenon. *Solar Phys.*, 4:30–44, May 1968.

[81] Y. Uchida. Behavior of the flare-produced coronal MHD wavefront and the occurrence of type II radio bursts. *Solar Phys.*, 39:431–449, 1974.

[82] Y. Uchida, M. D. Altschuler, and G. Newkirk, Jr. Flare-produced coronal MHD-fast-mode wavefronts and Moreton's wave phenomenon. *Solar Phys.*, 28:495–516, February 1973.

[83] L. van Driel-Gesztelyi, C. J. Schrijver, J. A. Klimchuk, P. Charbonneau, L. Fletcher, S. S. Hasan, H. S. Hudson, K. Kusano, C. H. Mandrini, H. Peter, B. Vršnak, and Y. Yan. Commission 10: Solar activity. *Procee. Inter. Astrono.*, 28:69–80, April 2012.

[84] J. E. Vernazza, E. H. Avrett, and R. Loeser. Structure of the solar chromosphere. iii - models of the EUV brightness components of the quiet-sun. *Astron. Astrophys. Suppl.*, 45:635–725, April 1981.

[85] A. M. Veronig, P. Gömöry, I. W. Kienreich, N. Muhr, B. Vršnak, M. Temmer, and H. P. Warren. Plasma diagnostics of an EIT wave observed by Hinode/EIS and SDO/AIA. *Astrophys. J. Lett.*, 743:L10, December 2011.

[86] A. M. Veronig, N. Muhr, I. W. Kienreich, M. Temmer, and B. Vršnak. First observations of a dome-shaped large-scale coronal extreme-ultraviolet wave. *Astrophys. J. Lett.*, 716:L57–L62, June 2010.

[87] A. M. Veronig, M. Temmer, and B. Vršnak. High-cadence observations of a global coronal wave by STEREO EUVI. *Astrophys. J.*, 681:L113–L116, July 2008.

[88] B. Vršnak. *Temelji fizike plazme*. Školska knjiga Zagreb, 1996.

[89] B. Vršnak and S. Lulić. Formation of coronal MHD shock waves - I. The Basic Mechanism. *Solar Phys.*, 196:157–180, September 2000.

[90] B. Vršnak and S. Lulić. Formation of coronal MHD shock waves - II. The Pressure Pulse Mechanism. *Solar Phys.*, 196:181–197, September 2000.

[91] B. Vršnak. Solar flares and coronal shock waves. *J. Geophys. Res.*, 106:25291–25300, November 2001.

[92] B. Vršnak. Terminology of large-scale waves in the solar atmosphere. *Americ. Geophys. Union*, 86:112–113, March 2005.

[93] B. Vršnak and E. W. Cliver. Origin of coronal shock waves. invited review. *Solar Phys.*, 253:215–235, December 2008.

[94] B. Vršnak and S. Lulić. Formation of coronal MHD shock waves - I. The basic mechanism. *Solar Phys.*, 196:157–180, September 2000.

[95] B. Vršnak, J. Magdalenić, H. Aurass, and G. Mann. Band-splitting of coronal and interplanetary type II bursts. II. Coronal magnetic field and Alfvén velocity. *Astron. Astrophys.*, 396:673–682, December 2002.

[96] B. Vršnak, S. Žic, T. Lulić, M. Temmer, and A. M. Veronig. Formation of coronal large-amplitude waves and the chromospheric response. *Solar Phys.*, 291:89–115, 2016.

[97] B. Vršnak, A. Warmuth, R. Brajša, and A. Hanslmeier. Flare waves observed in helium i 10 830 Å. a link between Hα Moreton and EIT waves. *Astron. Astrophys.*, 394:299–310, October 2002.

[98] B. Vršnak, A. Warmuth, M. Temmer, A. Veronig, J. Magdalenić, A. Hillaris, and M. Karlický. Multi-wavelength study of coronal waves associated with the CME-flare event of 3 November 2003. *Astron. Astrophys.*, 448:739–752, March 2006.

[99] B. Vršnak, V. Ruždjak, P. Zlobec, and H. Aurass. Ignition of MHD shocks associated with solar flares. *Solar Phys.*, 158:331–351, 1995.

[100] H. Wang, C. Shen, and J. Lin. Numerical experiments of wave-like phenomena caused by the disruption of an unstable magnetic configuration. *Astrophys. J.*, 700:1716–1731, August 2009.

[101] A. Warmuth. Large-scale waves and shocks in the solar corona. In K.-L. Klein and A. L. MacKinnon, editors, *Lecture Notes in Physics,* Springer Verlag, Berlin, , volume 725, pages 107–138, 2007.

[102] A. Warmuth. Large-scale waves in the solar corona: The continuing debate. *Adv. Space Res.*, 45:527–536, February 2010.

[103] A. Warmuth and G. Mann. Kinematical evidence for physically different classes of large-scale coronal EUV waves. *Astron. Astrophys.*, 532:A151, August 2011.

[104] A. Warmuth, G. Mann, and H. Aurass. First soft X-ray observations of global coronal waves with the goes solar X-ray imager. *Astrophys. J.*, 626:L121–L124, June 2005.

[105] A. Warmuth, B. Vršnak, J. Magdalenić, A. Hanslmeier, and W. Otruba. A multiwavelength study of solar flare waves. I. Observations and basic properties. *Astron. Astrophys.*, 418:1101–1115, May 2004a.

[106] A. Warmuth, B. Vršnak, J. Magdalenić, A. Hanslmeier, and W. Otruba. A multiwavelength study of solar flare waves. II. Perturbation characteristics and physical interpretation. *Astron. Astrophys.*, 418:1117–1129, May 2004b.

[107] A. Warmuth, B. Vršnak, H. Aurass, and A. Hanslmeier. Evolution of two EIT/Hα Moreton waves. *Astrophys. J.*, 560:L105–L109, October 2001.

[108] M. J. Wills-Davey and G. D. R. Attrill. EIT waves: A changing understanding over a solar cycle. *Space Sci. Rev.*, 149:325–353, December 2009.

[109] S. T. Wu, B. Li, S. Wang, and H. Zheng. A three-dimensional analysis of global propagation of magnetohydrodynamic (MHD) waves in a structured solar atmosphere. *J. Geophys. Res.-Planet*, 110:11102, November 2005.

[110] S. T. Wu, C.-C. Wu, and K. Liou. Evidence of the correspondence of EIT waves and coronal mass ejections induced waves using a three-dimensional magnetohydrodynamic simulation. In N. V. Pogorelov, E. Audit, and G. P. Zank, editors, *Numerical Modeling of Space Plasma Flows (ASTRONUM2012)*, volume 474 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, page 185, April 2013.

[111] S. T. Wu, H. Zheng, S. Wang, B. J. Thompson, S. P. Plunkett, X. P. Zhao, and M. Dryer. Three-dimensional numerical simulation of MHD waves observed by the extreme ultraviolet imaging telescope. *J. Geophys. Res.*, 106:25089–25102, November 2001.

[112] L. Yang, J. Zhang, W. Liu, T. Li, and Y. Shen. SDO/AIA and Hinode/EIS observations of interaction between an EUV wave and active region loops. *Astrophys. J.*, 775:39, September 2013.

[113] A. N. Zhukov. EIT wave observations and modeling in the STEREO era. *J. Atmos. Sol.-Terr. Phy.*, 73:1096–1116, June 2011.

[114] A. N. Zhukov and F. Auchère. On the nature of EIT waves, EUV dimmings and their link to CMEs. *Astron. Astrophys.*, 427:705–716, November 2004.

[115] T. Žic, B. Vršnak, M. Temmer, and C. Jacobs. Cylindrical and spherical pistons as drivers of MHD shocks. *Solar Phys.*, 253:73–83, April 2008.

Radovi

1. Vršnak, Bojan; Žic, Tomislav; Lulić, Slaven; Temmer, Manuela; Veronig, Astrid. Formation of Coronal Large-Amplitude Waves and the Chromospheric Response. // Solar physics. 291 (2016) , 1; 88-115

2. Maričić, Darije; Vršnak, Bojan; Dumbović, Mateja; Žic, Tomislav; Roša, Dragan; Hržina, Damir; Lulić, Slaven; Romštajn, Ivan; Bušić, Ivan; Salamon, Krešimir; Temmer, M.; Rollett, T.; Veronig, A.; Bostanjyan, N.; Chilingarian, A.; Mailyan, B.; Arakelyan, K.; Hovhannisyan, A.; Mujić, N. Kinematics of Interacting ICMEs and Related Forbush Decrease : Case Study. // Solar physics. 289 (2014) , 1; 351-368

3. Lulić, Slaven; Vršnak, Bojan; Žic, Tomislav; Kienreich, Ines; Muhr, Nicole; Temmer, Manuela; Veronig, Astrid. Formation of Coronal Shock Waves. // Solar physics. 286 (2013) , 2; 509-528

4. Vršnak, Bojan; Žic, Tomislav; Vrbanec, Dijana; Temmer, Manuela; Rollett, Tanja; Möstl, Christian; Veronig, Astrid; Čalogović, Jaša; Dumbović, Mateja; Lulić, Slaven; Moon, Yong-Jae; Shanmugaraju, Annamalai. Propagation of Interplanetary Coronal Mass Ejections : The Drag-Based Model. // Solar physics. 285 (2013) , 1/2; 295-315

5. Vršnak, Bojan; Lulić, Slaven. Formation of coronal MHD shock waves - I. The basic mechanism. // Solar physics. 196 (2000) , 1; 157-180

6. Vršnak, Bojan; Lulić, Slaven. Formation of coronal MHD shock waves - II. The pressure pulse mechanism. // Solar Physics. 196 (2000) , 1; 181-197

7. Vršnak, B.; Muhr, N.; Žic, T.; Lulić, S.; Kienreich, I. W.; Temmer, M.; Veronig, A. M. Initiation and Evolution of Global Coronal Waves. // Central European astrophysical bulletin. 39 (2015) ; 65-74 (članak, znanstveni).

8. Vršnak, Bojan; Lulić, Slaven. On the origin and propagation of coronal and interplanetary MHD shock waves. // Hvar Observatory bulletin. 24 (2000) , 1; 17-34

9. Lulić, Slaven; Vršnak, Bojan; Roša, Dragan. Interaction of two intertwined helicoidal magnetic tubes. // Hvar Observatory Bulletin. 18 (1994) ; 21-28

Konferencije, predavanja, prezentacije i radionice

- 22. - 25. rujna 2016., XIVth Hvar Astrophysical Colloquium, SOLAR AND SOLAR-TERRESTRIAL PHYSICS: NOW AND IN THE FUTURE, Hvar, Croatia: prisustvovao astrofizičkom sastanku kao član lokalnog organizacijskog odbora, prezentirao znanstveni poster i održao kratko izlaganje naslova “Formation of Coronal Shock Waves”

- 2. - 9. srpnja 2016. EWASS 2016, Athena, Grčka: prisustvovao posterom i usmeno predstavio znanstveni rad. Naslov postera je bio: "Formation of Coronal Large-Amplitude Waves and Chromospheric Response".

- 2. - 13. lipnja 2016., ASTRONUM 2016, Monterey, USA: prisustvovao posterom i usmeno predstavio znanstveni rad. Naslov postera je bio: "Formation of Coronal Shock Waves".

- 22. - 26. travnja 2016., Hvar, Festival znanosti: održao predavanje pod naslovom “Nastanak evolucija i zvijezda”.

- 3. – 7. rujna 2012., XIIth Hvar Astrophysical Colloquium, THE SUN AND HELIOSPHERE, Hvar, Croatia: prisustvovao astrofizičkom sastanku kao član lokalnog organizacijskog odbora i suautor izlaganja: „Formation and evolution of large-amplitude waves in the solar corona“.

- 6. – 10. rujna 2010., Xth Hvar Astrophysical Colloquium, THE ACTIVE SUN, Hvar, Croatia: prisustvovao astrofizičkom sastanku kao član lokalnog organizacijskog odbora.

- 22. – 26. rujna 2008., IXth Hvar Astrophysical Colloquium, SOLAR MINIMUM MEETING, Hvar, Croatia: prisustvovao astrofizičkom sastanku kao član lokalnog organizacijskog odbora.

- 5. – 8. listopada 2007., 5. znanstveni sastanak Hrvatskog fizikalnog društva, Primošten, Hrvatska: prisustvovao i posterom predstavio znanstveni rad. Naslov postera je bio: „Nastanak i širenje MHD udarnih valova u Sunčevoj koroni“.

- 24. – 29. rujna 2006., VIIIth Hvar Astrophysical Colloquium, DYNAMICAL PROCESSES IN THE SOLAR ATMOSPHERE, Hvar, Croatia: prisustvovao astrofizičkom sastanku kao član lokalnog organizacijskog odbora.